

Debye 等离子体中高能  $H^+ + H$  碰撞激发过程的研究\*

孙天森 祁月盈 叶丹丹† 宁丽娜

(嘉兴学院, 嘉兴 314001)

(2013年7月30日收到; 2013年8月19日收到修改稿)

利用碰撞参数玻恩近似方法研究了 Debye 等离子体环境中高能  $H^+ + H$  的碰撞激发过程, 研究了不同 Debye 半径下氢原子  $1s \rightarrow 2p$  的激发耦合相互作用矩阵元、入射粒子能量为 160 keV/u 的激发电子跃迁概率以及入射粒子能量范围为 100—1000 keV/u 的碰撞激发截面. 结果表明: 随着屏蔽效应的增强, 激发截面减小. 根据激发截面的公式以及计算结果详细分析了引起激发截面减少的原因. 入射粒子与激发电子之间的屏蔽相互作用势和靶的电子结构(波函数和能级)对激发截面都有很重要的影响.

**关键词:** 等离子体, 碰撞参数玻恩近似方法, 碰撞激发截面

**PACS:** 34.50.Fa, 52.20.Hv

**DOI:** 10.7498/aps.62.223401

## 1 引言

重粒子碰撞过程广泛存在于天体物理和实验室等离子体环境中, 对于电离平衡和能量的传输都有重要的影响. 近年来人们在激光等离子体、远紫外和 X 射线激光、惯性约束聚变, 以及天体物理(恒星大气和内部成分)等方面取得的重大研究进展, 也极大地激发了人们对等离子体环境下重离子碰撞过程的研究兴趣<sup>[1,2]</sup>. 等离子体电子密度  $n_e$  和温度  $T_e$  跨越的区间为:  $n \sim 10^{15}—10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 0.5—5 \text{ eV}$  (恒星大气);  $n \sim 10^{19}—10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 50—300 \text{ eV}$  (激光等离子体);  $n \sim 10^{22}—10^{26} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T \sim 0.5—10 \text{ keV}$  (惯性约束聚变等离子体). 对于一定温度和密度下的等离子体, 等离子体的耦合参数  $\Gamma = \frac{e^2}{ak_B T_e}$ , 其中  $e$  为电子电量,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $a = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$  为等离子体中电子的平均距离,  $n_e$  为等离子体电子密度; 非理想参数  $\gamma = \frac{e^2}{Dk_B T_e}$ , 其中  $D = \frac{k_B T_e}{4\pi e^2 n_e}$  为等离子体 Debye 半径. 当等离子体温度、密度使得条件  $\Gamma \leq 1$ ,  $\gamma \leq 1$  满足时, 等离子体为弱耦合理想等离子体(即

Debye 等离子体)<sup>[3]</sup>, 天体物理学中的等离子体环境和许多实验室等离子体满足 Debye 条件. 强耦合非理想等离子体间相互作用描述可以参阅文献 [1, 2]. 在 Debye 等离子体中, 带电粒子之间的库仑相互作用可以采用 Debye-Hückel 模型势:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-r/D}, \quad (1)$$

其中  $Z_1$  和  $Z_2$  为带电粒子的电荷, 它们之间的距离为  $r$ . 等离子体环境中重粒子碰撞过程的研究主要集中在裸核离子(或者近似裸核)与类氢离子(拟类氢)的碰撞激发、电荷转移、电离过程<sup>[4–10]</sup>. 其中文献 [4, 5] 给出了等离子体环境中质子与类氢离子的碰撞激发过程; 文献 [4] 在一阶微扰理论框架下只考虑了屏蔽库仑势场中束缚态电子波函数和能级的变化对碰撞激发过程的影响, 而没有考虑等离子体对入射粒子屏蔽后碰撞激发截面的变化, 文献 [5] 利用双中心原子轨道密耦合 (TC-AOCC) 方法研究了等离子体环境中入射粒子能量范围为 1—300 keV/u 的氢原子的总激发和俘获截面. 在本文中, 不但考虑等离子体屏蔽对氢原子波函数和能级<sup>[11]</sup>的影响而且考虑入射粒子受等离子体屏蔽效应的影响, 研究不同等离子体屏蔽长度下入射粒

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922200)、国家自然科学基金(批准号: 11005049, 11025417, 10979007)和嘉兴学院重点项目(批准号: 851712087, 85151104)资助的课题.

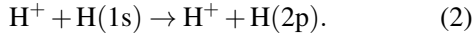
† 通讯作者. E-mail: 7222099@163.com

子能量范围为 100—1000 keV/u 时, 氢原子 1s → 2p 的碰撞激发截面.

本文采用碰撞参数玻恩近似 (IPB) 方法研究了 Debye 等离子体环境中高能质子与氢原子的碰撞激发过程. 研究表明, 在所研究的碰撞能域内 IPB 的结果与其他作者的理论结果 [12] 一致, 当入射粒子的能量 ( $E_P$ ) 高于 150 keV/u 时, 与文献 [13] 所给出的实验数据 [13] 一致. IPB 的优点在于物理模型与碰撞激发截面表达式简单, 使得核电荷数为  $Z_P$  的裸核离子与核电荷数为  $Z_T$  类氢离子碰撞激发截面可以采用高能质子与氢原子碰撞激发截面通过  $Z_P, Z_T$  标度获得 (标度表达式见附录). 文中第二部分简单介绍了 IPB 方法; 第三部分计算了等离子体环境中质子 - 氢原子 1s → 2p 态碰撞激发耦合相互作用矩阵元、电子跃迁概率以及激发截面, 并且对计算结果进行了详细的分析; 第四部分为本文的结论 (本文若不特殊说明, 全部采用原子单位).

## 2 理论方法

碰撞激发过程



IPB 方法: 假设入射粒子沿直线运动, 电子的运动采用完全量子理论处理 (由于入射的是重粒子, 在我们计算的能区此近似是合理的 [12]). 在该半经典近似下, 碰撞系统中电子所满足的薛定谔方程为

$$\left( H - i \frac{\partial}{\partial t} \right) \Psi(\mathbf{r}_T, t) = 0, \quad (3)$$

其中哈密顿量  $H = -\frac{1}{2}\nabla_{\mathbf{r}_T}^2 + V_T(r_T) + V_P(r_P)$ ,  $V_{T,P}(r_{T,P})$  分别表示激发的电子与靶以及入射粒子之间的相互作用, 在等离子体环境中  $V_{T,P}(r_{T,P})$  采用 Debye 势 (1) 式; 电子波函数  $\Psi(\mathbf{r}_T, t) = \sum_n a_n(t) \phi_n(\mathbf{r}_T) \exp(-i\varepsilon_n t)$ , 其中  $\varepsilon_n$  和  $\phi_n(\mathbf{r}_T)$  分别代表氢原子第  $n$  个束缚态的本征能量和本征函数, 等离子体环境中氢原子的解采用文献 [11] 给出的数值解. 在初始条件  $a_n(-\infty) = 0$  ( $n \neq 0$ ),  $a_n(-\infty) = 1$  ( $n = 0$ ) 下, 由 0 态跃迁到  $n$  态的激发截面可以表示为 [14]

$$\sigma = 2\pi \int_0^\infty \rho P(\rho) d\rho, \quad (4)$$

其中跃迁概率

$$P(\rho) = \left| -i \int_{-\infty}^\infty [V_{0n}(t) \exp(-i(\varepsilon_0 - \varepsilon_n)t) dt] \right|^2, \quad (5)$$

激发耦合矩阵元

$$V_{0n}(R) = \int \phi_n^*(\mathbf{r}_T) V_P(r_P) \phi_0(\mathbf{r}_T) d\mathbf{r}_T, \quad (6)$$

(6) 式中的激发电子和入射粒子之间的非中心相互作用项可以展开为 (入射粒子电荷  $Z_P = 1$ ) [15,16]

$$V(r_P) = \frac{\exp(-r_T D^{-1})}{r_T} = \begin{cases} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{r_T^l}{r_T^{l+1}} P_l(\cos \theta) & (D^{-1} = 0) \\ -D^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) j_l(iD^{-1} r_{T<}) h_l^{(1)} \times (iD^{-1} r_{T>}) P_l(\cos \theta) & (D^{-1} > 0) \end{cases}, \quad (7)$$

$\rho$  为碰撞参数;  $\mathbf{R} = \rho + \mathbf{v}pt$  为核间距,  $\mathbf{v}_P$  为入射粒子相对于靶的速度;  $\mathbf{r}_T$  和  $\mathbf{r}_P = \mathbf{r}_T - \mathbf{R}$  分别为实验室坐标系中电子相对于靶和入射粒子的位置,  $r_{T>} = \max(\mathbf{R}, \mathbf{r}_T)$ ,  $r_{T<} = \min(\mathbf{R}, \mathbf{r}_T)$ ;  $P_l, j_l$  和  $h_l^{(1)}$  分别为勒让德多项式、复变量的球贝塞尔函数和复变量的第一类球汉克尔函数,  $l$  为角动量量子数,  $\theta$  为  $\mathbf{r}_T$  与  $\mathbf{R}$  之间的夹角.

## 3 结果与讨论

为了检验本文计算的准确性, 首先利用 IPB 方法计算了孤立原子情况下入射粒子能量范围为 100—1000 keV/u 时, 质子碰撞氢原子 1s → 2p 态激发截面, 同时与实验结果 [13] 和理论结果 [12] 相比较, 如图 1(a) 所示. 在所研究的能域内, 结果与文献 [12] 中的理论结果完全一致, 并且当  $E_P \geq 150$  keV 时, 也在文献 [13] 中实验数据的误差范围内. 因此采用 IPB 方法研究高能  $H^+ + H$  的 1s → 2p 态碰撞激发过程是可行的. 本文的工作将 IPB 推广到研究 Debye 等离子体环境下高能质子与氢原子 1s → 2p 的碰撞激发过程. 而对于等离子环境中入射粒子能量范围为 1—300 keV/u 的中低能质子与氢原子 1s → 2p 的碰撞激发过程, 文献 [5] 利用 TC-AOCC 方法给出了结果, 可以很好地与本文较高能域的结果链接起来.

不同屏蔽长度下的氢原子 1s → 2p 碰撞激发截面如图 1(b) 所示. 在所研究能域内, 不同屏蔽长度下的截面曲线形状没有发生明显改变, 说明等离子体环境下的碰撞机理并没有大的改变; 随着屏蔽强度的不断增加, 碰撞激发截面不断减少. 这些结果与相应文献 [5] 给出的中低能质子与氢原子 1s →

2p 碰撞激发得出的结论一致. 由激发截面 (4) 式可知, 碰撞激发总截面将受到等离子体屏蔽效应下跃迁概率的影响; 而跃迁概率 (5) 式要受等离子体屏蔽效应下入射粒子与电子的相互作用势与靶电子 (波函数和能级) 的影响. 下面将详细讨论不同屏蔽长度下的氢原子 1s → 2p 激发耦合矩阵元、跃迁概率对碰撞激发截面影响.

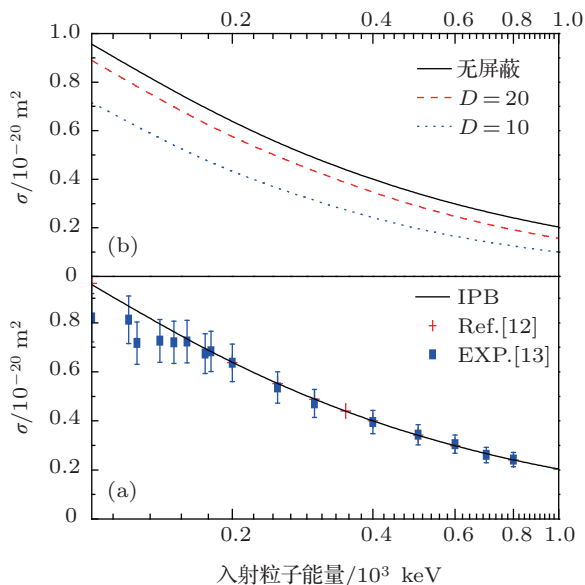


图 1 (a) 不同屏蔽长度以及孤立原子情况下氢原子 1s → 2p 碰撞激发截面; (b) 孤立原子情况下氢原子 1s → 2p 碰撞激发截面的结果比较

### 3.1 Debye 等离子体环境下氢原子 1s → 2p 态激发耦合矩阵元

不同等离子体屏蔽长度下氢原子 1s → 2p 态激发的耦合矩阵元如图 2(a) 所示 (本节计算令  $\rho = 0$ ). 耦合矩阵元随着屏蔽效应的增加 ( $D$  减小) 而减小, 由耦合矩阵元 (6) 式可知, 一部分是由于等离子体屏蔽效应消弱了入射粒子和电子之间的相互作用势; 一部分是随着等离子体屏蔽效应的增强, H 原子中的电子受原子核的束缚越来越弱 (特别地, 当  $D$  接近截止半径  $D_c$  [11] (定义束缚态刚好消失时的 Debye 长度为截止  $D_c$ ) 时, 束缚能也随之向零靠近), 波函数远离原子核向外扩展, 并且对于同一个等离子体屏蔽半径, H 原子 2p 比 1s 态的波函数扩展得更快 [11], 函数积分的重叠区域变小, 因此使得相互作用矩阵元的值变小. 另外, 耦合矩阵元的峰值位置并没有随着等离子体屏蔽效应的改变而有明显的移动, 始终位于  $R \approx 1.6$  a.u., 并且相互作用矩阵元的贡献主要来自小的核间距 (小  $R$ ) 碰撞. 耦合矩

阵元的显著变化将导致跃迁概率以及碰撞激发截面的变化.

进一步研究矩阵元 (6) 式中的等离子体屏蔽效应下的入射粒子与电子相互作用势函数 (SP) 和靶电子波函数 (SW) 分别对耦合矩阵元影响, 如图 2(b) 所示. 1) 只考虑 SW (曲线: USP and SW) 对耦合矩阵元的影响: 与孤立原子情况比较 (曲线: 无屏蔽), 当  $R$  较小时 ( $R < 4.5$  a.u.), SW 对耦合矩阵元的影响较大 (尤其是峰值位置附近); 当  $R$  较大时 ( $R > 4.5$  a.u.), SW 对耦合矩阵元的影响较小 (图中两曲线越来越接近); 2) 只考虑 SP (曲线: SP and USW) 对耦合矩阵元的影响: 与孤立原子情况比较 (曲线: 无屏蔽), 当  $R$  较小时 ( $R < 4.5$  a.u.), SP 对耦合矩阵元的影响较大. 结果表明: 当  $R < 4.5$  a.u. 时, SW 对耦合矩阵元的影响比 SP 大;

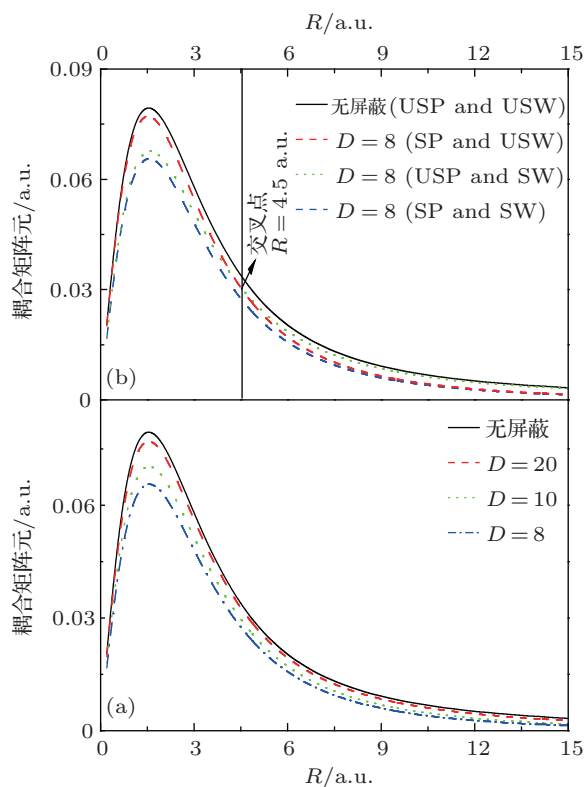


图 2 (a) 不同屏蔽长度以及孤立原子情况下氢原子 1s → 2p 态激发耦合矩阵元; (b) 等离子体屏蔽长度  $D = 8$  下氢原子 1s → 2p 态激发耦合矩阵元: 黑色实线表示孤立原子 (USP and USW) 的情况; 红色的虚线表示只考虑等离子体屏蔽效应下入射粒子与电子相互作用的势 (SP) 对耦合矩阵元的影响, 而忽略了氢原子波函数 (USW) 的情况; 绿色点线表示只考虑等离子体屏蔽效应下的氢原子波函数 (SW) 对耦合作用矩阵元的影响, 而忽略了入射粒子与电子相互作用势 (USP) 的情况; 蓝色的点画线表示等离子体屏蔽长度  $D = 8$  的 (SP and SW) 情况; 图中 (U)SP 表示 (无) 等离子体屏蔽效应下相互作用势; (U)SW 表示 (无) 等离子体屏蔽效应下氢原子波函数

当  $R \approx 4.5$  a.u. 时 (两曲线的交叉点处) SW 与 SP 对耦合矩阵元的影响相当; 当  $R > 4.5$  a.u. 时, SP 对耦合矩阵元的影响比 SW 大. 因此, SW 与 SP 对在不同核间距下的耦合矩阵元分别有着重要的影响, 尤其是 SW 对耦合矩阵元的影响. 另外, 这两种情况下的耦合矩阵元 (曲线: USP and SW 与 SP and USW) 的峰值位置并没发生明显的移动 ( $R \approx 1.6$  a.u.), 这使得在 SP 与 SWE 的共同影响下 (曲线: SP and SW) 耦合矩阵元的峰值位置正如前面所述没有发生明显的移动.

### 3.2 Debye 等离子体环境下氢原子 $1s \rightarrow 2p$ 态电子跃迁概率

入射粒子能量为  $E_k = 160$  keV/u 不同屏蔽长度下氢原子  $1s \rightarrow 2p$  跃迁概率随碰撞参数的变化规律如图 3(a). 随着 Debye 半径的减小, 跃迁概率逐渐减小. 由跃迁概率 (5) 式可知, 一部分是由等离子体屏蔽效应下激发耦合矩阵元的减小引起的, 另一部分是受到等离子体屏蔽效应下靶电子能级的影响, 其中等离子体屏蔽效应下靶电子能级对跃迁概率影响较小. 另外, 跃迁概率的峰值位置并没有随着等离子体屏蔽效应的改变而有明显的移动, 大约  $\rho \approx 2.7$  a.u. 并且, 跃迁概率的贡献主要来自小的碰撞参数 (小  $\rho$ ) 的碰撞.

进一步研究等离子体屏蔽效应下的入射粒子

与电子相互作用势函数 (SP) 和靶原子结构 (SWE: 等离子体屏蔽效应下靶电子波函数和能级) 分别对跃迁概率的影响, 如图 3(b) 所示. 1) 只考虑 SWE (曲线: USP and SWE) 对跃迁概率的影响: 与孤立原子情况比较 (曲线: 无屏蔽), 对于小碰撞参数情况, SWE 对跃迁概率的影响较大 (尤其是峰值位置附近); 对于大碰撞参数情况, SWE 对跃迁概率的影响较小 (图中两曲线越来越接近). 2) 只考虑 SP (曲线: SP and USWE) 对耦合矩阵元的影响: 与孤立原子情况比较 (曲线: 无屏蔽), 不管是小碰撞参数还是大碰撞参数, SP 对跃迁概率的影响都较大, 尤其是  $\rho > 2.7$  a.u.. 结果表明: 当  $\rho < 2.7$  a.u. 时, SWE 与 SP 对跃迁概率的影响基本各占一半, 这个恰好与图 2(b) 给出的结果一致 (由跃迁概率 (5) 式对图 2(b) 中曲线求积分可知); 当  $\rho > 2.7$  a.u. 时, SP 对跃迁概率的影响比 SWE 大. 因此, 相比较而言, SP 对跃迁概率的影响更显著, 但是 SWE 的影响也是不可忽视的 (特别对于  $\rho < 2.7$  a.u.). 另外, 这两种情况下的跃迁概率 (曲线: USP and SW 与 SP and USW) 的峰值位置出现微小的偏移: 只考虑 SP (曲线: SP and USW) 情况, 峰值位置向小碰撞参数方向移动; 只考虑 SWE (曲线: USP and SWE) 情况, 峰值位置向大碰撞参数方向移动. 而在 SP 与 SWE 的共同影响下 (曲线: SP and SWE), 跃迁概率的峰值位置正如前面所讲的没有发生明显的移动.

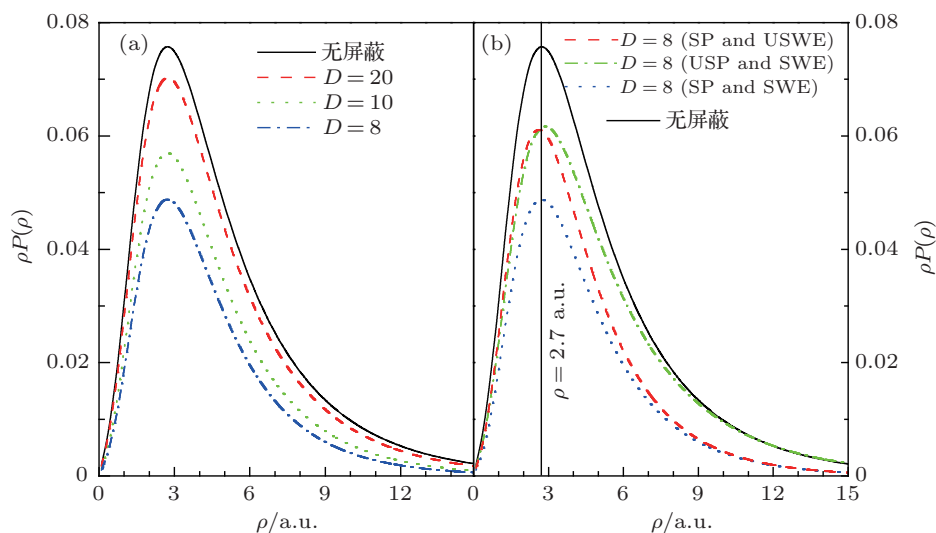


图 3 (a) 不同屏蔽长度以及孤立原子情况下氢原子  $1s \rightarrow 2p$  电子跃迁概率; (b) 等离子体屏蔽长度  $D=8$  下氢原子  $1s \rightarrow 2p$  电子跃迁概率: 黑色实线表示孤立原子 (USP and USWE) 的情况; 红色虚线表示只考虑等离子体屏蔽效应下入射粒子与电子相互作用势 (SP) 对跃迁概率的影响, 而忽略了靶电子波函数和能级 (USWE) 的情况; 绿色点线表示只考虑等离子体屏蔽效应下的靶电子波函数和能级 (USWE) 对跃迁概率的影响, 而忽略了入射粒子与电子相互作用势 (USP) 的情况; 蓝色点画线表示等离子体屏蔽长度  $D=8$  的 (SP and SWE) 情况; 图中 (U)SP 为 (无) 等离子体屏蔽效应下相互作用势; (U)SWE 为 (无) 等离子体屏蔽效应下氢原子波函数和能级

因此, 等离子体屏蔽效应下的靶原子结构(波函数和能级)和入射粒子与电子相互作用势分别对跃迁概率都产生了很重要的影响, 如图 3(b) 所示, 这使得跃迁概率迅速减少, 而跃迁概率的减少最终将导致碰撞激发截面的减少. 此外, 高能粒子碰撞激发截面的贡献依然主要来自近距离碰撞(小的核间距以及小的碰撞参数)<sup>[5]</sup>, 且碰撞机理并没有太大改变.

#### 4 结论

本文利用碰撞参数玻恩近似方法研究了 Debye 等离子体环境中高能质子与氢原子  $1s \rightarrow 2p$  态碰撞激发过程, 并且进一步将 Debye 等离子体环境中高能裸核粒子与类氢离子碰撞激发过程采用质子与氢原子的碰撞结果进行了  $Z$  标度, 见附录. Debye 等离子体环境中氢原子波函数和能级采用文献 [11] 给出的高精度数值解, 计算了不同 Debye 半径下, 氢原子  $1s \rightarrow 2p$  态激发耦合矩阵元、入射粒子能量为  $E_k = 160 \text{ keV/u}$  情况下的激发电子跃迁概率以及入射粒子能量范围为  $100\text{--}1000 \text{ keV/u}$  的碰撞激发截面. 研究表明: 1) 随着屏蔽强度的不断增加, 激发耦合矩阵元的不断减小, 当  $R < 4.5 \text{ a.u.}$  时, SW 对耦合矩阵元的影响比 SP 大; 当  $R \approx 4.5 \text{ a.u.}$  时(两曲线的交叉点处) SW 与 SP 对耦合矩阵元的影响相当; 当  $R > 4.5 \text{ a.u.}$  时, SP 对耦合矩阵元的影响比 SW 大, 因此, SW 与 SP 对在不同核间距下的耦合矩阵元分别有着重要的影响, 尤其是 SW 对耦合矩阵元的影响; 2) 随着屏蔽强度的不断增加, 跃迁概率的不断减小, 当  $\rho < 2.7 \text{ a.u.}$  时, SWE 与 SP 对跃迁概率的影响基本各占一半; 当  $\rho > 2.7 \text{ a.u.}$  时, SP 对跃迁概率的影响比 SWE 大, 因此, 相比较而言, SP 对跃迁概率的影响更显著, 但是 SWE 的影响也是不可忽视的(特别对于  $\rho < 2.7 \text{ a.u.}$ ); 3) 随着屏蔽强度的不断增加, 碰撞激发截面的不断减小, 而跃迁概率的减少直接导致碰撞激发截面的减少, 所以等离子体屏蔽效应下的入射粒子与靶电子之间的相互作用势(SP)以及靶电子(SWE)(波函数和能级)对激发截面都有很重要的影响; 4) 随着屏蔽强度的不断增加, 高能粒子碰撞激发截面的贡献

依然主要来自近距离碰撞(小的核间距以及小的碰撞参数)<sup>[5]</sup>, 且碰撞机理并没有太大改变.

#### 附录 Debye 等离子体环境中高能裸核粒子与类氢离子碰撞激发过程的 $Z$ 标度

在非相对论近似情况下, 类氢离子 ( $Z_T$ ) 在 Debye 等离子体中的径向薛定谔方程为<sup>[17]</sup>

$$\left(-\frac{d^2}{2dr_T^2} + \frac{l(l+1)}{2r_T^2} + V(r_T)\right)P_{nl}(r_T; Z_T, D) = \epsilon_{nl}(Z_T, D)P_{nl}(r_T; Z_T, D), \quad (\text{A1})$$

其中  $P_{nl}(r_T; Z_T, D)$  为主量子数和角量子数分别为  $n, l$  的径向电子波函数; 势函数  $V(r_T)$  表达式见 (1) 式. 通过标度变换

$$\begin{aligned} \tilde{r}_T &= Z_T r_T, & \tilde{D} &= Z_T D, \\ \tilde{\epsilon}_{nl} &= \epsilon_{nl}/Z_T^2, & \tilde{R} &= Z_T R, \\ \tilde{\rho} &= Z_T \rho, & E_P &= \tilde{E}_P/Z_T^2, \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

径向薛定谔方程 (8) 形式变为

$$\left(-\frac{d^2}{2d\tilde{r}_T^2} + \frac{l(l+1)}{2\tilde{r}_T^2} - \frac{\exp(-\tilde{r}_T/\tilde{D})}{\tilde{r}_T}\right)P_{nl}(\tilde{r}_T; \tilde{D}) = \epsilon_{nl}(\tilde{D})P_{nl}(\tilde{r}_T; \tilde{D}), \quad (\text{A3})$$

波函数归一化条件

$$\int_0^\infty |P_{nl}(r_T; Z_T, D)|^2 dr_T = \int_0^\infty |P_{nl}(\tilde{r}_T; \tilde{D})|^2 d\tilde{r}_T, \quad (\text{A4})$$

因此, 以  $Z_P, Z_T$  标度的核电荷数为  $Z_P$  的裸核离子与核电荷数为  $Z_T$  类氢离子碰撞耦合矩阵元

$$\begin{aligned} &\langle P_{nl}(r_T; Z_T, Z_P, D) | V(r_P) | P_{n'l'}(r_T; Z_T, Z_P, D) \rangle \\ &= Z_P Z_T \langle P_{nl}(\tilde{r}_T; \tilde{D}) | \tilde{V}(\tilde{r}_P) | P_{n'l'}(\tilde{r}_T; \tilde{D}) \rangle, \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

其中  $V(r_P)$  表达式见 (7) 式. 以  $Z_P, Z_T$  标度的跃迁概率 (5) 式以及激发截面 (4) 式得:

$$\begin{aligned} P(\rho; Z_T, Z_P, D) &= Z_P^2/Z_T^2 P(\tilde{\rho}; \tilde{D}), \\ \sigma(E_P; Z_T, Z_P, D) &= Z_P^2/Z_T^4 \sigma(\tilde{E}_P; \tilde{D}). \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

因此, 等离子体环境中高能裸核粒子与类氢离子碰撞激发过程的  $Z$  标度关系在 (A2) 标度下与孤立环境中的标度关系一致.

- [1] Salzman D 1998 *Atomic Physics in Hot Plasmas* (Oxford: Oxford University Press)
- [2] Murillo M S, Weisheit J C 1998 *Phys. Rep.* **302** 1
- [3] Ning L N, Qi Y Y 2012 *Chin. Phys. B* **21** 123201
- [4] Scheibner K, Weisheit J C, Lane N F 1987 *Phys. Rev. A* **35** 1252
- [5] Zeng S L, Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **41** 135202
- [6] Zhang H, Wang J G, He B, Qiu Y B, Janev R K 2007 *Phys. Plasmas* **14** 053505
- [7] Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 032709
- [8] Zhang H, He B, Wang J G 2007 *J. Atom. Mol. Phys. (Suppl.)* **65** (in Chinese) [张弘, 何斌, 王建国 2007 原子与分子物理学报 (增刊) **65**]
- [9] Liu L, Wang J G, Janev R K 2007 *J. Atom. Mol. Phys. (Suppl.)* **61** (in Chinese) [刘玲, 王建国, Janev R K 2007 原子与分子物理学报 (增刊) **61**]
- [10] Ding D, He B, Liu L, Zhang C H, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8419 (in Chinese) [丁丁, 何斌, 刘玲, 张程华, 王建国 2009 物理学报 **58** 8419]
- [11] Qi Y Y, Wu Y, Wang J G, Qu Y Z 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023502
- [12] Mandal C R, Mandal M, Mukherjee S C 1990 *Phys. Rev. A* **42** 1787
- [13] Detleffsen D, Anton M, Werner A, Schartner K H 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **41** 4195
- [14] McDowell M R C, Coleman J P 1970 *Introduction to the Theory of Ion-Atom Collisions* (London: North-Holland)
- [15] Zhang S B 2011 *Ph. D. Dissertation* (Heifei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [张松斌 2011 博士学位论文 (合肥: 中国科技大学)]
- [16] Arfken G B, Weber H J 2005 *Mathematical Methods for Physics* (San Diego: Elsevier Academic Press)
- [17] Qi Y Y, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062511

## Research on proton-impact excitation process of hydrogen atom in Debye plasma\*

Sun Tian-Miao Qi Yue-Ying Ye Dan-Dan<sup>†</sup> Ning Li-Na

(Jiaxing University, Jiaxing 314001, China)

(Received 30 July 2013; revised manuscript received 19 August 2013)

### Abstract

The high-energy  $H^+ + H$  impact excitation process in Debye plasma is investigated using impact parameter Born approximation method. In the cases of several different values of Debye length  $D$ , the inter-nuclear distance  $R$  of matrix elements, the weighted probability at a collision energy of 160 keV/u, and impact excitation cross sections in an energy range of 100–1000 keV/u for direct  $1s \rightarrow 2p$  transition in H for both the unscreened and screened Coulomb interactions are calculated. It is demonstrated that the magnitude of impact excitation cross section gradually reduces as screening parameter increases. According to the excitation cross section formula and the calculated results, a detailed analysis of the reason for the reduction caused by excitation cross section is given in this paper. The effects of screened Coulomb interaction on the potential of between incident particles and excited electronic and on the hydrogen-atomic structure (wave function and energy level) have very important influence on the excitation cross section.

**Keywords:** plasmas, impact parameter born approximation, impact-excitation cross section

**PACS:** 34.50.Fa, 52.20.Hv

**DOI:** 10.7498/aps.62.223401

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005049, 11025417, 10979007), and the Key Project of Jiaxing University, China (Grant Nos. 851712087, 85151104).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: 7222099@163.com