

Al^{10+} 的电子碰撞电离及有关过程*

方泉玉 李 萍 蔡 蔚 沈智军

徐元光 邹 宇 陈国新

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1994年9月1日收到)

用扭曲波方法计算 Al^{10+} 基态 $1s^2 2s$ 的 $1s$, $2s$ 电子和第一激发态 $1s^2 2p$ 的 $2p$ 电子的电离截面以及基态的总电离截面(包括内壳层激发自电离). 入射电子能量 ϵ (即 ϵ_0/I_{1s} , 以 $2s$ 电离能 I_{2s} 为单位) 为 $1.05, 1.125, 1.25, 1.5, 2.25, 4, \dots$ 同时计算了电离阈值以下的激发截面(乘以所谓态密度), 实现了在电离阈值处与阈值以上电离能量微分截面光滑联接; 计算了光电离截面积分值, 实现了在入射电子能量趋于无穷时与电子碰撞电离截面衔接. 计算结果与其他方法进行了比较.

PACC: 3480B

1 引 言

电子碰撞电离及有关过程在研究天体物理等离子体和实验室(例如 X射线激光、惯性约束聚变) 高温等离子体中是重要的基本过程. 特别是模拟实验室等离子体不同种类元素的各种离化度相对丰度时, 需要大量电离截面的丰富知识. 等离子体诊断也需要有关的截面参数.

现在已有许多涉及电子碰撞电离截面的实验和理论的信息^[1-13], 但是还没有类锂铝的实验值和较详细的理论数值. 众所周知, 类锂离子是研究复合机制所关注的离子状态, 其中类锂铝是引人注目的离子. 我们对类锂铝作了许多电子碰撞电离及有关过程的截面计算, 以便取得可靠的信息.

2 基本理论

研究离子 A^+ 与电子 e 的碰撞

$$A^+ + e \rightarrow \begin{cases} A^{*+} + e', & (1) \\ A^{++} + e' + e'', & (2) \end{cases}$$

(1) 式是激发过程, 末态离子处于激发态. (2) 式是电离过程. 用 $\sigma_i(\epsilon_i)$ 表示入射 (散

* 国家高技术计划激光领域及中国工程物理研究院科学基金资助的课题.

射)电子能量,并令 $\varepsilon_n = \varepsilon_a - \varepsilon_b$. 对于激发过程, $\varepsilon_n = \varepsilon_j - \varepsilon_i$, ε_n 是激发能, $\varepsilon_i(\varepsilon_j)$ 是初(末)态束缚电子轨道能. 对于电离过程, $\varepsilon_n = I_i + \varepsilon''$, $I_i = |\varepsilon_i|$ 是电离能, ε'' 是电离电子动能. 这里能量用 Ryd 单位.

对于激发过程,截面^[3]为

$$\sigma^{exc}(n_i l_i - n_j l_j) = \omega_i (1 - P_i) Q_H^{exc}(n_i l_i - n_j l_j), \quad (3)$$

$P_i = \frac{\omega_i}{4l_i + 2}$ 是轨道 i 的电子占据概率, $(1 - P_i)$ 是轨道 i 空穴占据概率, ω_i , ω_j 分别是轨道 i, j 的电子占据数, Q_H^{exc} 是单电子截面,单位是 πa_0^2

$$Q_H^{exc}(n_i l_i - n_j l_j) = \frac{16}{k_a^3 k_b [l_i]} \sum_{l_a l_b} \left\{ \sum_{\kappa} \frac{1}{[\kappa]} R_d^2(\kappa) + \sum_{\gamma} \frac{1}{[\gamma]} R_e^2(\gamma) - \sum_{\kappa \gamma} (-1)^{\kappa+\gamma} \begin{Bmatrix} l_i & l_j & \kappa \\ l_a & l_b & \gamma \end{Bmatrix} R_d(\kappa) R_e(\gamma) \right\}, \quad (4)$$

式中等号右边三项分别是直接碰撞项、交换碰撞项和相干碰撞项. $[l] = 2l + 1$, $\begin{Bmatrix} \dots \\ \dots \end{Bmatrix}$ 是 6j 符号.

$$R_d(\kappa) = \langle l_i \| c^{(\kappa)} \| l_i \rangle \langle l_a \| c^{(\kappa)} \| l_b \rangle R_d(\kappa), \quad (5)$$

$$R_e(\gamma) = \langle l_i \| c^{(\gamma)} \| l_b \rangle \langle l_a \| c^{(\gamma)} \| l_j \rangle R_e(\gamma), \quad (6)$$

$\langle l \| c^{(\kappa)} \| l' \rangle$ 称为约化矩阵元, $R_d(\kappa), R_e(\gamma)$ 分别是标准的 Slater 直接和交换积分

$$R_d(\kappa) = \iint P_i(r) P_j(r) \frac{r_{<}^{\kappa}}{r_{>}^{\kappa+1}} P_a(r') P_b(r') dr dr', \quad (7)$$

$$R_e(\gamma) = \iint P_i(r) P_b(r) \frac{r_{<}^{\gamma}}{r_{>}^{\gamma+1}} P_a(r') P_j(r') dr dr', \quad (8)$$

$r_{<}(r_{>})$ 是 (r, r') 中较小(较大)者. 这里径向连续波函数渐近行为是 $P_{\varepsilon_i}(r) \rightarrow \sin(\kappa r + \delta)$, δ 是相移.

对于电离过程,截面^[4]是

$$\sigma^{ion}(n_i l_i) = \omega_i Q_H(n_i l_i), \quad (9)$$

$$Q_H^{ion}(n_i l_i) = \int_0^{\varepsilon_a - I_i} \frac{d\varepsilon''}{\pi k''} \frac{16}{k_a^3 k_b [l_i]} \sum_{l_a l_b} \left\{ \sum_{\kappa} \frac{1}{[\kappa]} R_d^2(\kappa) + \sum_{\gamma} \frac{1}{[\gamma]} R_e^2(\gamma) - P \left(\sum_{\kappa \gamma} (-1)^{\kappa+\gamma} \begin{Bmatrix} l_i & l_j & \kappa \\ l_a & l_b & \gamma \end{Bmatrix} R_d(\kappa) R_e(\gamma) \right) \right\}, \quad (10)$$

式中当 $\varepsilon_a \geq I_i$ 时, $\sigma^{ion}(n_i l_i) \geq 0$. 与(4)式一样, (10) 式等号右边三项分别是直接碰撞项、交换碰撞项和相干碰撞项. P 代表自然相干时, $P = 1$, 代表最大相干时取为绝对值符号. $R_d(\kappa), R_e(\gamma)$ 定义同上,只是 l_i 电子用连续波函数代替束缚波函数. (10) 式也可以写成

$$\sigma^{ion}(n_i l_i) = \int_{I_i}^{\varepsilon_a + I_i} \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon_n} \right) d\varepsilon_n, \quad (11)$$

式中 $\frac{d\sigma^{ion}}{d\varepsilon_n}$ 是电离的能量微分截面. 这里假定在出射的两个自由电子中能量较小的是电

离电子。比较(10)和(4)式可知,电离截面比激发截面多一重对电离电子角动量 l_i 求和,以及多一重对电离电子动能 ϵ'' 的积分。文献[9,14]中电离截面比本文(10)式多了对 L (碰撞系统总角动量)求和,这重求和可以利用 $6j$ 符号性质去掉。本文的截面公式与文献[4]一致。

在 Slater 积分中,单电子径向波函数是薛定谔方程(用 Ryd 原子单位)

$$\left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l_m(l_m+1)}{r^2} + V(r) \right] P_m(r) = \epsilon_m P_m(r) \quad (12)$$

的解, $V(r)$ 是电子 m 在核及其它电子的静电场中感受到的作用势。通常,对于束缚电子, $V(r)$ 是 HF 自洽势;对于连续电子

$$V(r) = V_d(r) + V_c(r), \quad (13)$$

式中 $V_d(r)$ 是靶核和束缚电子构造的静电势^[9], $V_c(r)$ 是半径典交换势^[9,14,15]

$$V_c(r) = \frac{1}{2} (\epsilon - V_d) - \frac{1}{2} [(\epsilon - V_d)^2 + 4\alpha^2]^{1/2}, \quad (14)$$

$$\alpha^2 = \frac{2}{r^2} \sum_{m=1}^q \omega_m P_m^2(r) \quad (q \text{ 是轨道数}). \quad (15)$$

这里我们使用 Cowan 程序(经过修改),得到单电子径向波函数。

当入射电子能量极高时,根据 Bethe 近似,标度电离截面是^[9,16]

$$u l_i^2 \sigma_{\text{ion}}^{\text{Bethe}} \xrightarrow{\epsilon_s \rightarrow \infty} A \ln u \quad (u = \epsilon_s / I_i), \quad (16)$$

$$A = \frac{I_i}{\pi \alpha} \int_0^\infty \sigma_{\text{PI}}^i / \epsilon_s d\epsilon_s, \quad (17)$$

σ_{PI}^i 是光电离截面

$$\sigma_{\text{PI}}^i = 4\pi \alpha df_s / d\epsilon_s, \quad (18)$$

$df_s / d\epsilon_s$ 称为光学振子强度密度。 ϵ_s 是光子能量 $h\nu$, α 是精细结构常数。在高能极限情况下,碰撞电离截面(11)式可以与光电离截面积分值(17)式联系起来。

内壳层电子激发,然后自电离的过程被认为是一种间接电离的过程。一般而言,对于自离化态,发生自电离的分支比是

$$\beta = \frac{A^*}{A^* + A'}, \quad (19)$$

A^* , A' 分别为自电离几率和辐射几率。对于 Al^{10+} , β 近似为 1^{147} 。

3 结果与讨论

1. Al^{10+} 基态的 $1s, 2s$ 电子和第一激发态的 $2p$ 电子的电离截面

我们用自己的程序计算了 Al^{10+} 的电离截面。方程(12)中的势,除了使用上述 V_d 加或者不加 V_c 外,还使用了平均势 V_A 。 V_A 是由某一平均组态^[18] (例如 $1s^2 2s-1s^2$ 电离过程,选取平均组态是 $1s^2 2s^{0.57} d^{0.5}$) 产生的 HFS 自洽势。这三种势都可以计算出径向波函数、Slater 积分和电离截面。我们的计算结果表明:加与不加半经典交换势对电离

截面影响不大,约(1—2)%;而由平均势得到的电离截面,偏大一些,约5%。我们的计算结果还表明,采用自然相干还是最大相干,对电离截面影响很小。

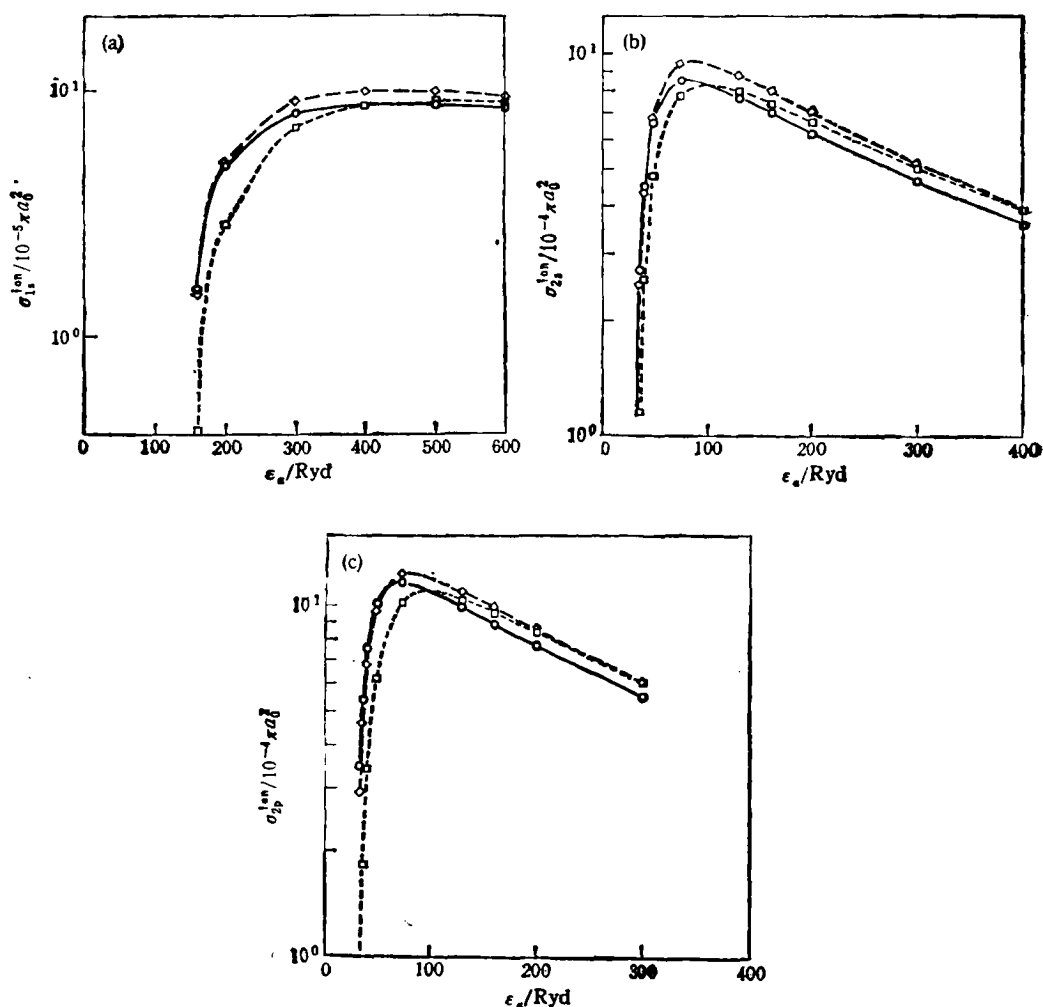


图1 Al^{10+} 基态 $1s$, $2s$ 电子和第一激发态 $2p$ 电子的电离截面 σ_{1s}^{ion} , σ_{2s}^{ion} 和 σ_{2p}^{ion} 随入射电子能量 ϵ_e 变化 实线是扭曲波结果;虚线是截断交换与相干碰撞项的扭曲波结果;点线是平面波结果

图1给出加半径典交换势的扭曲波截面 σ_{1s}^{ion} , σ_{2s}^{ion} 和 σ_{2p}^{ion} 随入射电子能量 ϵ_e 的变化。为了比较,还给出只考虑直接碰撞项(即截断交换与相干碰撞项)的扭曲波结果和平面波近似结果。可以看到当 ϵ_e 增大时,扭曲波截面趋于平面波近似结果。值得提出的是在渐近区 ($r \gg 1$), 由 WKB 方法得到连续电子径向波函数是

$$P_{\epsilon l}(r) = A(r, \epsilon) \sin(\kappa r + \delta). \quad (20)$$

该波函数的振幅

$$A(r, \epsilon) = \left[1 + \frac{2Z}{\epsilon r} - \frac{l(l+1)}{\epsilon r^2} \right]^{-1/4} \quad (21)$$

是 (r, ε) 的慢变函数, 一般可以展开成^[19]

$$A(r, \varepsilon) \simeq 1 - \frac{Z}{2\varepsilon r} \left[1 - \frac{5Z}{4\varepsilon r} - \frac{l(l+1)}{2Zr} \right]. \quad (22)$$

当我们用 Cowan 程序计算低能电离电子波函数时发现, εr 不是足够大, 以致不能使用展开式(22), 必须将其改回到(21)式。例如 $1s^2 2s-1s2s$, $I_{1s} = 148.53 \text{ Ryd}$, 空间步长 $\Delta r < \frac{1}{2k_s}$ 。在电离阈值附近 ($\varepsilon_s = 150, 155, 160$), 使用(22)式得到电离电子波函数振幅 $A(r, \varepsilon)$ 大于 1, 而且越靠近阈值, $A(r, \varepsilon)$ 越大, 以致 $1s$ 电离截面上扬越多 ($\sigma_{A_{\text{展开}}}^{\text{ion}} = 0.284 \times 10^{-4}$, 0.982×10^{-5} , 0.157×10^{-4}), 而使用(21)式, 电离截面回到正常值 ($\sigma_{A_{\text{正常}}}^{\text{ion}} = 0.221 \times 10^{-5}$, 0.917×10^{-5} , 0.154×10^{-4})。

2. $1s, 2s, 2p$ 电子的激发与电离的能量微分截面

众所周知, 初态离子中 $n_i l_i$ 电子沿里德伯系列激发到 $n l_i (n = n_i + 1, n_i + 2, \dots)$, 直到电离 $\varepsilon'' l_i$, 这是一个渐变过程, 其中径向波函数 $P_{n l_i}(n = n_i, n_i + 1, n_i + 2, \dots)$ 与 $P_{\varepsilon'' l_i}(\varepsilon'' > 0)$ 随电子能量 ε 平稳变化, 以致激发和电离的能量微分截面在阈值处可以光滑地衔接起来。为了实现这种衔接, 我们计算有关的激发过程, 其中用碰撞前后的平均组态 (例如 $1s^2 2s-1s^2 n l$, 平均组态是 $1s^2 2s^{0.5} n l^{0.5}$) 产生的 HFS 自洽势计算全部束缚的和连续的径向波函数。表 1 列出计算的激发碰撞强度和 Sampson, Zhang 等人的理论结果 (经过求和)。可以看到彼此数据一致, 相差在 5% 以内, 其中对于不同能量, 分波收敛快慢不同。我们对碰撞电子使用的最大分波数是 60。表 1 中 A 是我们的结果, B 是 Sampson 和 Zhang 等人的结果。

如果激发电子波函数使用所谓能量归一, 相应的激发截面乘以所谓态密度 $N_s =$

表 1 Al^{10+} 基态 $2s$ 电子和第一激发态 $2p$ 电子激发到 $n = 3, 4, 5$ 的碰撞强度 Q 随散射电子标度能量 E' 变化 ($Q = \varepsilon_s (4l_i + 2) \sigma^{\text{exc}}$, $E' = \varepsilon_s / Z_{\text{eff}}^2$, $Z_{\text{eff}} = Z - 1.667$, $n^{(-x)}$ 代表 $n \times 10^{-x}$)

E' Q $2l - n$		0.008	0.04	0.10	0.21	0.41	0.75
$2s-3$	A	2.15 ⁽⁻¹⁾	2.29 ⁽⁻¹⁾	2.56 ⁽⁻¹⁾	2.99 ⁽⁻¹⁾	3.64 ⁽⁻¹⁾	4.37 ⁽⁻¹⁾
	B	2.15 ⁽⁻¹⁾	2.29 ⁽⁻¹⁾	2.56 ⁽⁻¹⁾	3.00 ⁽⁻¹⁾	3.64 ⁽⁻¹⁾	4.36 ⁽⁻¹⁾
$2s-4$	A	5.56 ⁽⁻²⁾	5.60 ⁽⁻²⁾	5.86 ⁽⁻²⁾	6.49 ⁽⁻²⁾	7.61 ⁽⁻²⁾	8.96 ⁽⁻²⁾
	B	5.58 ⁽⁻²⁾	5.63 ⁽⁻²⁾	5.90 ⁽⁻²⁾	6.56 ⁽⁻²⁾	7.67 ⁽⁻²⁾	9.02 ⁽⁻²⁾
$2s-5$	A	2.45 ⁽⁻²⁾	2.39 ⁽⁻²⁾	2.42 ⁽⁻²⁾	2.61 ⁽⁻²⁾	2.99 ⁽⁻²⁾	3.48 ⁽⁻²⁾
	B	2.46 ⁽⁻²⁾	2.41 ⁽⁻²⁾	2.45 ⁽⁻²⁾	2.64 ⁽⁻²⁾	3.02 ⁽⁻²⁾	3.52 ⁽⁻²⁾
$2p-3$	A	1.06	1.11	1.22	1.42	1.72	2.10
	B	1.06	1.11	1.22	1.42	1.72	2.09
$2p-4$	A	2.62 ⁽⁻¹⁾	2.60 ⁽⁻¹⁾	2.66 ⁽⁻¹⁾	2.89 ⁽⁻¹⁾	3.35 ⁽⁻¹⁾	3.95 ⁽⁻¹⁾
	B	2.63 ⁽⁻¹⁾	2.60 ⁽⁻¹⁾	2.66 ⁽⁻¹⁾	2.90 ⁽⁻¹⁾	3.50 ⁽⁻¹⁾	3.94 ⁽⁻¹⁾
$2p-5$	A	1.13 ⁽⁻¹⁾	1.09 ⁽⁻¹⁾	1.07 ⁽⁻¹⁾	1.13 ⁽⁻¹⁾	1.28 ⁽⁻¹⁾	1.49 ⁽⁻¹⁾
	B	1.14 ⁽⁻¹⁾	1.09 ⁽⁻¹⁾	1.08 ⁽⁻¹⁾	1.14 ⁽⁻¹⁾	1.29 ⁽⁻¹⁾	1.50 ⁽⁻¹⁾

$\frac{2\pi^2}{Z_c^2}$, ($Z_c = Z - N + 1$), 于是可以得到与电离的能量微分截面相衔接的激发能量“微分”截面。由于在计算单电子径向波函数时所使用的势函数有一定的人为性, 对激发与电离过程难以实现完全真实的自然过渡, 因此在阈值截面的衔接上, 不同势函数将引入不同的误差, 一般而言, 衔接处误差不大(约 5%)。图 2(a)至(c) 分别给出 Al^{10+} 离子 $1s$, $2s$, $2p$ 电子激发与电离的微分截面随末态电子能量 ϵ (以阈值能量为零点) 的变化。对于电离过程, 考虑了半经典交换势。由图 2 看到, 激发与电离的微分截面的衔接相当光滑, 衔接误差约是(1—2)%。这里入射电子能量 ϵ_s 作为参变量, 我们选取了几个代表值, 实际上, 对任何入射电子能量, $\epsilon_s > I$, 电子碰撞激发与电离的微分截面作为末态电子能

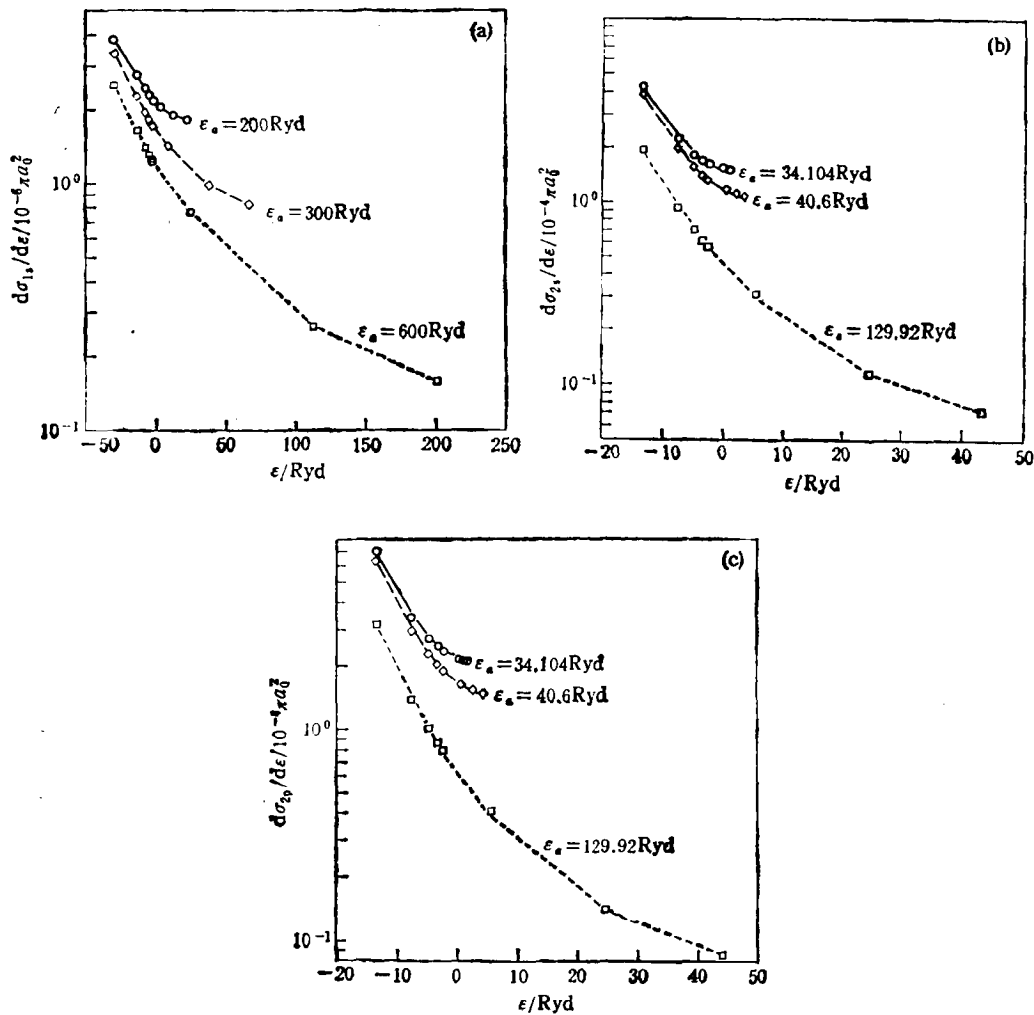


图 2 Al^{10+} 基态 $1s$, $2s$ 电子和第一激发态 $2p$ 电子的激发与电离的微分截面 $d\sigma/d\epsilon$ 随电子能量 ϵ (以阈值能量为零点) 变化 $1s, 2s, 2p$ 的电离能分别是 148.53, 32.48, 30.84 Ryd

量的函数在阈值处都可以光滑过渡。当 $\epsilon_s \rightarrow \infty$ 时, 这种光滑过渡体现在光激发与光电离的(电偶极)振子强度密度作为末态电子能量函数在阈值处光滑衔接上^[9]。这是因为在

高能极限下,电子碰撞激发截面与振子强度成正比;电子碰撞电离微分截面与振子强度密度成正比^[10]。在电离计算中,电离电子的 $l'' \leq 10$, 碰撞电子的 $l_{e,b} \leq 20$ 。

图 3 给出 $2s$ 电子的光激发的振子强度(乘以所谓态密度)与光电离的振子强度密度随末态电子能量 ϵ 的变化,并且在阈值处,光激发与光电离的振子强度密度光滑衔接。

3. 高能极限下的 $1s, 2s, 2p$ 电子电离截面

为了得到高能极限下的标定电离截面,根据(16)式,计算了 Al^{10+} 离子的 $1s, 2s, 2p$ 的光电离截面 σ_{ii}^{PI} 和它们的积分值 A 。 $1s, 2s$ 的光电离截面与 Verner 等人的公式^[20]计算值一致(见表 2),彼此相差在 2% 以内, $1s, 2s, 2p$ 光电离截面的积分值 A 分别是 2.55, 0.838, 0.593。

为了清晰地演示标定电离截面 $uI^2\sigma^{ion}$ 在全能域 ($\epsilon_s: l \rightarrow \infty$) 上的变化,我们将数据点从 $(uI^2\sigma^{ion}-\epsilon_s)$ 平面变换到 $(Q_{red}-\epsilon_{red})$ 平面上^[21,22], 其中令约化电离截面和约化入射电子能量分别是

$$Q_{red} = uI^2\sigma^{ion} / \ln \left(\frac{\epsilon_s - I}{I} + c \right),$$

$$\epsilon_{red} = 1 - \ln C / \ln \left(\frac{\epsilon_s - I}{I} + C \right),$$

e 是自然对数的底, C 是可调节常数。若增加(减小) C , 数据点将朝图的左(右)边移动,调节 C , 可以使 $Q_{red}-\epsilon_{red}$ 平面上的数据点撒开一些。这里 $Q_{red}(0) = 0, Q_{red}(1) = A$ 。图 4 给出 Al^{10+} 离子 $1s, 2s, 2p$ 电子的约化电离截面 Q_{red} 随约化入射电子能量 ϵ_{red} 的变化,通过内插和返回 $(uI^2\sigma^{ion}-\epsilon_s)$ 平面,可以得到 $\epsilon_s > I$ 的任意入射电子能量下的电离截面,这对于计算电子在热平衡温度 (T_e) 分布下的平均速率系数 $\langle \sigma v \rangle$ 非常方便,而速率系数是解速率方程——计算各种离子不同离化度的相对丰度——不可缺少

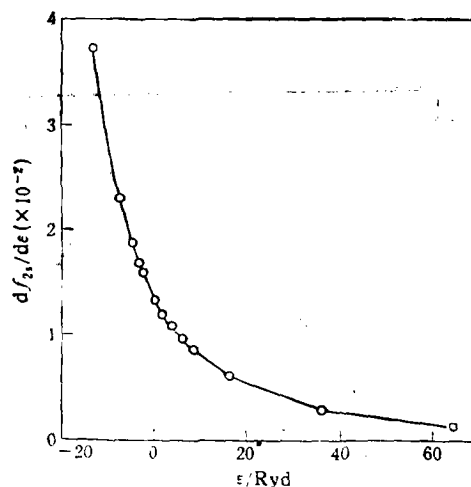


图 3 Al^{10+} 基态 $2s$ 电子光激发与光电离的振子强度密度随电子能量 ϵ (以阈值能量为零点)变化

表 2 Al^{10+} 基态 $1s, 2s$ 电子的光电离截面

$h\nu/\text{Ryd}$	σ_{ii}^{PI}		$h\nu/\text{Ryd}$	σ_{ii}^{PI}	
	A	C		A	C
157.3	$9.11(-4)$	$9.30(-4)$	34.41	$1.10(-3)$	$1.12(-3)$
166.7	$7.84(-4)$	$8.02(-4)$	36.44	$9.83(-4)$	$1.00(-3)$
222.2	$3.66(-4)$	$3.75(-4)$	48.60	$5.53(-4)$	$5.56(-4)$
313.9	$1.42(-4)$	$1.45(-4)$	68.65	$2.65(-4)$	$2.63(-4)$

的重要参数。

4. Al^{10+} 基态直接电离截面和包括内壳层激发自电离在内的总电离截面

上面讨论的 $1s, 2s, 2p$ 电离都是直接电离。 Al^{10+} 基态 $1s^2 2s$ 直接电离截面 σ_{dir} 指的是 $1s, 2s$ 电离截面之和, 如果再考虑内壳层电子 $1s$ 到 $nl (n \geq 2, l = 0, 1, \dots, n-1)$ 的激发截面, 则得到总电离截面

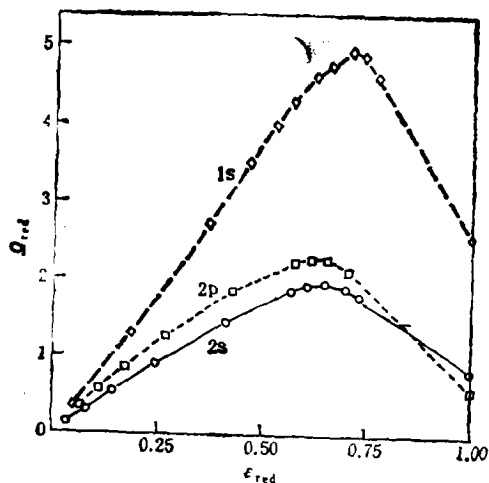


图4 Al^{10+} 基态 $1s, 2s$ 电子和第一激发态 $2p$ 电子的约化电离截面 Q_{red} 随约化入射电子能量 ϵ_{red} 变化

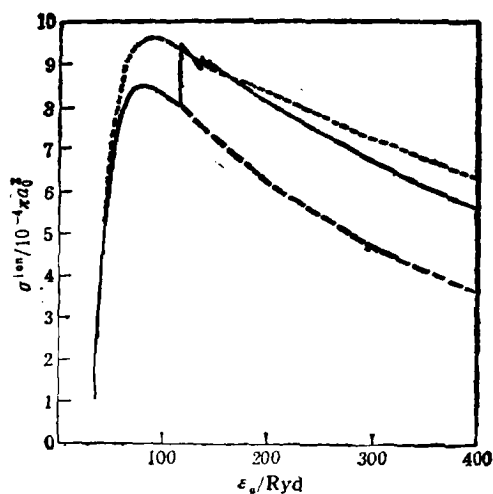


图5 Al^{10+} 基态 $1s^2 2s$ 直接电离截面 σ_{dir} 和总电离截面 σ_{tot} 随入射电子能量 ϵ_0 变化。实线是总电离截面; 虚线是直接电离截面; 点线是 Lotz 公式计算的电离截面

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{dir}} + \sigma_{\text{exc}} \beta,$$

$$\sigma_{\text{dir}} = \sigma_{1s} + \sigma_{2s},$$

$$\sigma_{\text{exc}} = \sigma_{1s-2p} + \sigma_{1s-3p} + \sigma_{1s-2s} + \sigma_{1s-4p}.$$

这里将忽略其它截面值更小的激发过程, 同时假定自电离分支比 β 为 1。图 5 给出 Al^{10+} 基态 $1s^2 2s$ 直接电离截面 σ_{dir} 和总电离截面 σ_{tot} 随入射电子能量 ϵ_0 的变化。图 5 还给出用 Lotz 电离公式^[23]计算的总截面。

- [1] K. Rinn, D. C. Gregory, L. J. Wang and R. A. Phaneuf, *Phys. Rev.*, **A36**(1987), 595.
- [2] S. J. Chantrenne, D. C. Gregory, M. J. Buie and M. S. Pindzola, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 140.
- [3] M. S. Pindzola, D. C. Griffin and C. Bottcher, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 822.
- [4] D. C. Griffin, M. S. Pindzola and C. Bottcher, *Phys. Rev.*, **A36**(1987), 3642.
- [5] D. L. Moores and M. S. Pindzola, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 3603.
- [6] R. J. W. Henry, *J. Phys. B*, **12**(1979), L309.
- [7] J. N. Gau and R. J. W. Henry, *Phys. Rev.*, **A16**(1977), 986.
- [8] D. H. Crandall, R. A. Phaneuf, D. C. Gregory, A. M. Howald *et al.*, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 1757.
- [9] S. M. Younger, *Phys. Rev.*, **A22**(1980), 111; **A22**(1980), 1425; **A24**(1981), 1278; **A23**(1981), 1138; **A24**(1981), 1272.
- [10] D. H. Sampson, Hong Lin Zhang, A. K. Mohanty and R. E. H. Clark, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 604.
- [11] H. L. Zhang, D. H. Sampson and A. K. Mohanty, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 616; H. L. Zhang, D.

- H. Sampson and C. J. Fontes, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **44**(1990), 31.
- [12] 田伯刚、李家明, 物理学报, **33**(1984), 1401.
- [13] E. J. McGuire, *Phys. Rev.*, **A26**(1982), 125.
- [14] W. Hu, D. Fang, Y. Wang and F. Yang, *Phys. Rev.*, **A40**(1994), 989; D. Fang, W. Hu *et al.*, *ibid.*, **47**(1993), 1861.
- [15] M. E. Riley and D. G. Truhlar, *J. Chem. Phys.*, **63**(1975), 2182.
- [16] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.*, **43**(1971), 297.
- [17] D. H. Sampson and L. B. Golden, *J. Phys. B*, **14**(1981), 903.
- [18] D. H. Sampson and H. L. Zhang, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 1657.
- [19] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California press, 1981), p. 520; 524.
- [20] D. A. Verner, D. G. Yakovlev, I. M. Band and M. B. Trzhaskovskaya, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **55**(1993), 233.
- [21] A. Burgess, M. C. Chidichimo, H. E. Mason and J. A. Tully, *Journal de Physique IV, Colloque C1, Supplement au Journal de Physique II*, Vol. 1, mars (1991).
- [22] A. Burgess, H. E. Mason and J. A. Tully, *Astronomy and Astrophysics*, **217**(1989), 319.
- [23] W. Lotz, *Z. Phys.*, **206**(1967), 205; *ibid.*, **216**(1968), 241.

CALCULATION AND ANALYSIS OF THE ELECTRON-IMPACT IONIZATION CROSS SECTIONS FOR Al^{10+}

FANG QUAN-YU LI PING CAI WEI SHEN ZHI-JUN XU YUAN-GUANG

ZOU YU CHEN GUO-XIN

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

(Received 1 September 1994)

ABSTRACT

Electron-impact ionization cross sections for the $1s^2 2s$, $1s^2 2p$ state of lithium-like aluminium are calculated by using distorted wave package, the inner-shell-excitation-autoionization contribution is included in the final results. In this paper the electron-impact excitation cross sections and photoionization cross sections of the above two states are also given. It is shown that the ionization cross sections near threshold can joint smoothly with the corresponding excitation cross section and also meet the integrals of photoionization cross sections as the energy of the incidental electron become infinite.

PACC: 3480B