

作为两个独立过程的双电子复合理论^{*}

王建国 邹 宇 常铁强

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1997 年 3 月 5 日收到; 1997 年 5 月 22 日收到修改稿)

在非稳态、高温高密度的等离子体环境下, 双电子复合应作为完全独立的共振俘获和辐射衰变两个过程来处理. 建议一种半经验公式计算共振俘获速率系数的方法, 并对该公式进行了初步评估. 给出了将该公式应用于平均原子模型求解速率方程的方法.

PACC: 3480D; 3280D

1 引 言

双电子复合是高温低密度等离子体中影响等离子体电离平衡以及等离子体光谱特性的一种十分重要的原子物理过程^[1-3]. 事实上它是由两个过程构成:

$$e^- + X^{q+}(n_a l_a) \rightleftharpoons X^{(q-1)+}(n_r l_r nl)^{**} \rightarrow X^{(q-1)+}(n_b l_b n_k l_k)^* + h\nu. \quad (1)$$

第一个过程, 一个具有特定能量的自由电子与电离度为 q 的离子 X^{q+} 碰撞, X^{q+} 离子中的一个束缚电子从其占据的轨道 $n_a l_a$ 激发到未占满的轨道 $n_r l_r$ 上, 与此同时, 该自由电子由于损失了部分能量而正好被共振俘获到另一个未占满的轨道 nl 上, 从而形成了 $X^{(q-1)+}$ 离子的双电子共振激发态; 第二个过程, 该双电子共振激发态通过发射光子而衰变成不能发射 Auger 电子的稳定离子 $A^{(q-1)+}$. 为了简化计算, 普遍采用的处理方法是假设这两个过程为一个共振辐射复合过程的两步. 这个假设只有在有关双激发态的过程是一个快过程及其他过程对双激发态的影响不重要等前提条件下才能成立. 作为一个过程, 很难同时兼顾共振俘获引起的离子丰度变化和辐射衰变引起的能量转换. 在以往所关心的天体物理等离子体环境中, 等离子体往往是低密度、光学薄的, 那些条件很容易满足, 又时常只关心离子丰度变化, 不考虑能量转换的影响, 因此可以把双电子复合作为一个过程. 但在目前的惯性约束聚变和 X 射线激光研究中, 等离子体的时间尺度非常短, 又处在高温高密度状态, 在很多情况下上述条件很难满足. 这时就必须把双电子复合过程作为两个完全独立的过程来处理. 这种方案的好处是两个过程分开后, 不要求双激发态的布居一定是快过程, 可以研究其随时间的演化; 可以研究其他过程对双激发态的影响; 共振俘获引起的离子丰度变化和辐射衰变导致的能量转换独立地出现在速率方程中, 可以很方便地分析计算. 根据该方案求解等离子体速率方程, 在只考虑单激发态的细致组态(DCA)模型中, 需要增列有关的双激发态速率方程统一求解; 在包含多激发态的细致组态模型和平

^{*} 国家自然科学基金及高技术惯性约束聚变青年基金资助的课题.

均原子(AA)模型中,双激发态已包含在速率方程中,不需要增加方程的个数,因此该方案非常适合这两种模型。

双电子复合分成两个完全独立的过程后,一个非常重要的工作就是找到一种简单又有一定精度的方法来计算共振俘获或 Auger 衰变速率。本文进一步讨论了双电子复合作为一个共振辐射复合过程的适用条件;讨论了共振俘获或 Auger 衰变速率的计算方法及一种实用的半经验公式;初步评估了该半经验公式的计算精度;讨论了双电子复合过程应用于 AA 模型的方法。

2 共振辐射复合过程适用条件

把双电子复合过程近似为一个共振辐射复合过程^[2-6],其速率系数可写为

$$\alpha_{\text{DR}}(n_r l_r nl) = \frac{\sum R_d(n_r l_r nl) \sum A_r(n_r l_r nl)}{\left[\sum A_r(n_r l_r nl) + \sum A_a(n_r l_r nl) \right]}, \quad (2)$$

其中 $R_d(n_r l_r nl)$ 为共振俘获速率, $A_r(n_r l_r nl)$ 为辐射衰变速率, $A_a(n_r l_r nl)$ 为 Auger 衰变速率。

共振俘获速率可表示为

$$R_d(n_r l_r nl) = \langle V \sigma_d \rangle N_e, \quad (3)$$

其中 V 为俘获自由电子速度, $\langle \rangle$ 为对自由电子能量分布平均, N_e 为自由电子密度, $\sigma_d(n_r l_r nl)$ 为共振俘获截面。由于 Auger 过程是共振俘获的逆过程,可以通过细致平衡由一个过程计算另一个过程。

假设被俘获自由电子速度为 Maxwell 分布,最后得到双电子复合速率系数为

$$\alpha_{\text{DR}}(n_r l_r nl) = \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \frac{g^{q-1}(n_r l_r nl)}{2g^q(n_a l_a)} \times \frac{\sum A_a(n_r l_r nl) \sum A_r(n_r l_r nl)}{\left[\sum A_r(n_r l_r nl) + \sum A_a(n_r l_r nl) \right]}, \quad (4)$$

其中 $\epsilon_i = E^{q-1}(n_r l_r nl) - E^q(n_a l_a)$, $g^q(n_a l_a)$ 为 X^{q+} 离子的统计权重因子, $g^{q-1}(n_r l_r nl)$ 为 $X^{(q-1)+}$ 离子的统计权重因子。

在上述公式推导过程中,作了两个重要假设^[2-6]:

2.1 有关共振双激发态的过程是快过程

这个条件在不随时间剧烈变化的等离子体环境中容易满足。在天体物理等离子体环境中,各种过程的时间尺度都很长,有关共振双激发态的过程相对单激发态的过程而言是快过程。共振辐射复合过程的概念也正是最先在天体物理中发展起来的^[1-3]。但在短脉冲的惯性约束聚变和 X 射线激光等离子体环境下,时间尺度一般在 ns 量级,该条件并非处处都满足。若打破这一限制条件,不管有关共振双激发态的过程是快或慢过程,给出一种统一的处理方法,就必须列出共振双激发态的速率方程统一求解。此时双电子复合过程自然地作为共振俘获和辐射衰变两个独立过程来分别考虑它们对双激发态布居的影响。

2.2 电子碰撞和光吸收对双激发态布居的影响可以忽略

电子碰撞激发、碰撞电离、光激发、光电离及它们的逆过程都可以影响共振双激发态的布居,若考虑这些过程,(2)式等号右边必须要分别加入这些过程和它们的逆过程.这个假设等价于要求等离子体环境应该是低密度和光学薄的;只有在低密度情况下,电子碰撞激发和碰撞电离对双激发态布居的影响才可忽略,在光学薄情况下,光激发和光电离对双激发态布居的影响也才可忽略.这个条件一般在天体物理环境中能够满足,因为天体物理等离子体一般都是低密度和光学薄的.但在短脉冲的惯性约束聚变和 X 射线激光环境下,等离子体是高温高密度的,该条件在很多情况下无法满足.一些作者曾引入有效双电子复合速率系数来近似电子碰撞对共振双激发态布居的影响.若想完全考虑所有这些过程的影响,必须直接列出共振双激发态的速率方程,把双电子复合过程作为共振俘获和辐射衰变两个独立过程来考虑,电子碰撞激发、碰撞电离、光激发和光电离都可以很自然地加入共振双激发态的速率方程中.

在求解等离子体速率方程中,把双电子复合过程近似为一个共振辐射复合过程,对只考虑单激发态、不考虑双激发态的 DCA 模型有一定好处,可以不必单独列出双激发态速率方程,方程的个数有所减少,目前也有很多理论计算和解析公式可以马上使用;但除了需要满足上述两个条件外,由于共振俘获和辐射衰变作为一个过程,很难在速率方程中同时兼顾共振俘获导致的离子丰度变化和辐射衰变引起的辐射能量转换.采用包含双激发态的 DCA 模型或自然包含双激发态的 AA 模型,目前还没有好的方法加入双电子复合(作为一个共振辐射复合过程)的速率系数.把双电子复合作为共振俘获和辐射衰变两个独立过程分别加入这些包含双激发态的速率方程中,既避免了上述两个条件的限制,又可以分别独立地考虑共振俘获导致的离子丰度变化和辐射衰变引起的能量转换.目前辐射衰变速率已有很多细致计算和经验公式,但单纯的共振俘获速率数值计算和经验公式都比较少,我们将建议一种计算共振俘获速率的半经验公式.

3 Auger 衰变速率的计算

共振俘获是 Auger 衰变的逆过程,可以通过细致平衡得到,这里着重讨论 Auger 衰变.

根据 Fermi 黄金定则,可得到 Auger 衰变速率为

$$A_a(n_r l_r nl) = \frac{2\pi}{h} \left| \langle \Psi_j | \sum_{s,i} \frac{1}{r_{s,i}} | \Psi_{i_i} \rangle \right|^2, \quad (5)$$

其中 Ψ_j 为 $A^{(q-1)+}$ 离子体系的共振双电子激发态 $(n_r l_r nl)$ 的波函数, Ψ_{i_i} 为 Auger 衰变后能态为 $(n_c l_c)$ 的 X^{q+} 离子和动能为 ϵ_i 的 Auger 电子的波函数.这些波函数可以是相对论或非相对论、单组态或多组态^[7-10].这些细致的速率计算可参考各种文献,这里将重点讨论一种半经验的解析方法.

首先来对比共振俘获和电子碰撞激发两个过程:

$$e^- + X^{q+}(n_a l_a) \rightarrow X^{(q-1)+}(n_r l_r nl)^{**}, \quad (6)$$

$$e^- + X^{q+}(n_a l_a) \rightarrow X^{q+}(n_r l_r)^* + e^-(l). \quad (7)$$

它们的区别在于共振俘获前的自由电子共振俘获后变成了束缚电子,而电子碰撞激发前的自由电子碰撞激发后仍然是自由电子.根据量子亏损理论,末态能量归一的共振俘获跃迁矩阵元与电子碰撞激发对应的分波展开矩阵元在电离阈值上下光滑连接.因此可以通过电子碰撞激发截面外推到共振俘获截面:

$$\sigma_d(n_r l_r nl) \Gamma(n_r l_r nl) = \sigma_{ex}^q(n_r l_r, l) \frac{d\epsilon_i}{dn}, \quad (8)$$

其中 $\sigma_{ex}^q(n_r l_r, l)$ 为末态分波为 l 电子碰撞激发截面, $\Gamma(n_r l_r nl)$ 为共振宽度^[4], $dn/d\epsilon_i$ 为双激发态的态密度^[10]:

$$\frac{d\epsilon_i}{dn} = \frac{2Z_{eff}^2 I_H}{n^3}, \quad (9)$$

其中 Z_{eff} 为有效核电荷数, I_H 为一个里德伯能量(13.6 eV).最后可得^[4]

$$A_a(n_r l_r nl) = \frac{2Z_{eff}^2 \epsilon_i}{h} \frac{2g^q(n_a l_a)}{g^{q-1}(n_r l_r nl)} \frac{1}{n^3} \frac{\sigma_{ex}^q(n_r l_r l)}{\pi a_0^2}, \quad (10)$$

其中 a_0 为第一 Bohr 半径($a_0 = 5.2917 \times 10^{-9}$ cm).

电子碰撞激发截面可以通过光激发振子强度近似表示出来:

$$\sigma_{ex}^q(n_r l_r l) = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{I_H^2}{\epsilon_i \cdot \Delta E_{n_r l_r}^q} f_{n_r l_r} G \pi a_0^2, \quad (11)$$

其中 $\Delta E_{n_r l_r}^q = E_{n_r l_r}^q - E_{n_a l_a}^q$, $f_{n_r l_r}$ 为从 $n_a l_a$ 态到 $n_r l_r$ 态的光激发振子强度, G 为 Gaunt 因子.代入(10)式,可得

$$A_a(n_r l_r nl) = \frac{32\pi}{\sqrt{3}} \frac{Z_{eff}^2 I_H^2}{n^3 h \Delta E_{n_r l_r}^q} \frac{g^q(n_a l_a)}{g^{q-1}(n_r l_r nl)} f_{n_r l_r} G. \quad (12)$$

对于类氢原子,如果只考虑主量子数的分裂(角量子数简并),可以使用一种光激发振子强度的近似公式^[12]:

$$f_{n_a, n_r} \simeq \frac{1.96}{n_a^5 n_r^3} \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_r^2} \right)^{-3}. \quad (13)$$

权重因子为

$$g^{q+}(n_a) = 2n_a^2, \quad (14)$$

$$g^{(q-1)+}(n_r, n) = 2n_r^2 \cdot 2n^2. \quad (15)$$

Gaunt 因子我们暂定为 0.2.最后代入(12)式,可以得到一个简单的公式:

$$A_a(n_r, n) = 3.743 \times 10^{16} \frac{1}{n_a^3 n_r^5 n^5} \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_r^2} \right)^{-4}. \quad (16)$$

利用量子亏损理论外推的 Auger 速率公式(10)和(16),一般在电子被俘获到高里德伯态时计算精度较高,对于低激发态必须进行修正,同时如何选择一种精度较高的电子碰撞激发截面解析公式也还是一个很大的问题.一个确实可行的方案是在(10)和(16)式的基础上,经过第一原理的细致的 Auger 速率计算,综合评估量子亏损理论外推和电子碰撞激发截面两种近似带来的误差影响,并给出对这些公式带普遍性的修正函数.这将非常有

利于在惯性约束聚变和 X 射线激光理论模拟中的具体应用.

4 Auger 衰变速率经验公式的评估

(16)式是一个非常简单的解析公式,在只考虑主量子数分裂的情况下,它应该可以作为我们应用的一个基本公式.由于该公式中的振子强度使用的是非相对论的类氢公式,这就需要在相对论效应和多电子效应两方面对该公式进行评估和修正.基于量子亏损理论的通道规律,最近我们发展了一套简化的相对论组态作用方法,可以方便地计算 Auger 衰变速率^[10,11].由于我们采用了完全相对论的 Dirac-Fock-Slater 和简化的组态作用方法,可以讨论相对论效应和多电子的组态关联效应.

4.1 相对论效应的评估

表 1 给出用(16)和(5)式计算的类氢离子 Auger 衰变速率结果.从表 1 可看出,对两个电子的类氢离子,随着核电荷数从 $Z=6(\text{C})$ 增加到 $Z=79(\text{Au})$, Auger 衰变速率增加了约一个因子.(16)式的计算结果与它们的误差也在一个因子.通过调解(12)式的 Gaunt 因子,可以给出更精确的半经验公式.

表 1 不同类氢离子 Auger 衰变速率($n_a=1, n_r=2$, 单位: 10^{13} s^{-1})

n	C	Al	Fe	Mo	Au	(16)式
2	7.87	9.03	9.97	11.5	14.9	11.6
3	0.79	1.03	1.13	1.17	1.39	1.52
4	0.194	0.243	0.268	0.285	0.342	0.361
5	0.099	0.123	0.136	0.145	0.174	0.118
6	0.059	0.071	0.079	0.087	0.103	0.048

4.2 多电子效应的评估

表 2 给出用(16)和(5)式计算的不同离化度的金离子 Auger 衰变速率结果.从表 2 可看出,随着金离子电子数的增加, Auger 衰变速率变小,而且被俘获电子的主量子数越大,变化越明显.如表 2 中所示,我们比较两个电子的类氢和 38 个电子的类镱金离子,可以发现主量子数从 $n=2$ 变化到 $n=6$, Auger 衰变速率从 30% 减小到 80%,这是由于电子数的增加对外层俘获电子影响较大的原因.在最后一列中给出(16)式的计算结果,由于多电子效应的影响较大,必须对该式进行一定的修正才能使用.

表 2 不同离化度的金离子 Auger 衰变速率($n_a=1, n_r=2$, 单位: 10^{13} s^{-1})

n	类氢	类铍	类镁	类钙	类镱	(16)式
2	14.9	14.7	12.9	12.7	9.73	11.6
3	1.39	1.33	1.08	1.01	0.620	1.52
4	0.342	0.326	0.258	0.225	0.107	0.361
5	0.174	0.165	0.129	0.108	0.045	0.118
6	0.103	0.098	0.076	0.063	0.024	0.048

5 Auger 衰变速率在 AA 模型中的应用

在 AA 模型中,自然地包含了多激发态,可以直接把双电子复合作为共振俘获和辐射衰变两个独立过程计算.这里重点讨论共振俘获及其逆过程 Auger 衰变在 AA 模型中的使用方法,因此列出的 AA 模型速率方程中只考虑这两个过程.

由(3)式,假设被俘获自由电子速度为 Maxwell 分布,共振俘获速率系数可表示为

$$\begin{aligned} \alpha_d(n_r l_r nl) &= \langle V \sigma_d \rangle \\ &= \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \frac{g^{q-1}(n_r l_r nl)}{2 g^q(n_a l_a)} A_a(n_r l_r nl). \end{aligned} \quad (17)$$

末态未求和的 Auger 速率公式为

$$\overline{A_a(n_r l_r nl)} = \frac{32\pi}{\sqrt{3}} \frac{Z_{\text{eff}}^2 I_H^2}{n^3 \hbar \Delta E_{n l_r}^q} \frac{1}{g^{q-1}(n_r l_r nl)} f_{n_r l_r} G. \quad (18)$$

末态未求和的共振俘获速率公式为

$$\overline{\alpha_d(n_r l_r nl)} = \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \frac{1}{2 g^q(n_a l_a)} A_a(n_r l_r nl). \quad (19)$$

AA 模型(共振俘获和 Auger 衰变)速率方程为

$$\begin{aligned} C_n \frac{dP_n}{dt} &= \sum_{m < n} \sum_{k \leq n} \overline{\alpha_d(m; n, k)} C_m P_m C_n (1 - P_n) C_k (1 - P_k) N_e \\ &\quad + \sum_{m < n} \sum_{k > n} \overline{\alpha_d(m; n, k)} C_m P_m C_n (1 - P_n) C_k (1 - P_k) N_e, \end{aligned} \quad (20)$$

$$= \sum_{m > n} \sum_{k \geq m} \overline{\alpha_d(n; m, k)} C_n P_n C_m (1 - P_m) C_k (1 - P_k) N_e, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} &= \sum_{m \leq n} \sum_{k < n} \overline{A_a(n, k; m)} C_n P_n C_k P_m C_m (1 - P_m) \\ &= \sum_{m < n} \sum_{k > n} \overline{A_a(n, k; m)} C_n P_n C_k P_m C_m (1 - P_m), \end{aligned} \quad (22)$$

$$+ \sum_{n < m} \sum_{k \geq m} \overline{A_a(m, k; n)} C_m P_m C_k P_n C_n (1 - P_n). \quad (23)$$

(20)式等号右边第一项求和号内的项代表共振俘获过程中,一个 m 态电子被激发到 k 态,并有一个自由电子被俘获到 n 态.对只考虑主量子数分裂(角量子数简并),可利用 More 的屏蔽常数给出各态能级^[13],唯一不同的是这里用 δ 考虑了电子共振俘获或 Auger 衰变引起的初末态离化度的变化:

$$E_l = -I_H \frac{Z_l^2}{l^2} + I_l^{(0)}, \quad (24)$$

$$I_l^{(0)} = I_H \frac{Z_l^*}{l^2} (C_l P_l + \delta l) \sigma_{ll} + 2 I_H \sum_{l' > l} \frac{Z_{l'}^*}{l'^2} (C_{l'} P_{l'} + \delta l') \sigma_{l'l}, \quad (25)$$

$$Z_l^* = Z_0 - \sum_{l' < l} \sigma_{ll'} (C_{l'} P_{l'} + \delta l') - \frac{1}{2} \sigma_{ll} (C_l P_l + \delta l). \quad (26)$$

(25)和(26)式中取 $\delta l = 0$ 和 $\delta l' = 0$, (24)式中把 l 换成 m , 得 m 能级的能量,把 l 换成 k ,

得 k 能级的能量,接着可得(18)式中的能级差 $\Delta E = E_k - E_m$. (18)式中的振子强度为能态 m 到 k 的振子强度.

(20)式等号右边第二项求和号内的项代表共振俘获过程中,一个 m 态电子被激发到 n 态,并有一个自由电子被俘获到 k 态. (18)式中的能级差 $\Delta E = E_n - E_m$, 振子强度为能态 m 到 n 的振子强度.

离子的总能量为

$$\epsilon_{\text{ion}} = - \sum_l \left(I_H \frac{Z_l^2}{l^2} \right) (C_l P_l + \delta l). \quad (27)$$

(26)和(27)式中取 $\delta l = 0$ 或 $\delta l' = 0$, 得 $\epsilon^{q+} = \epsilon_{\text{ion}}$; 当 $l = m$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l = k$, 取 $\delta l = 1$, 当 $l = n$, 取 $\delta l = 1$, 当 $l' = m$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l' = k$, 取 $\delta l' = 1$, 当 $l' = n$, 取 $\delta l' = 1$, 得 $\epsilon^{(q-1)+} = \epsilon_{\text{ion}}$, (19)式中的被俘获电子能量 $\epsilon_i = \epsilon^{(q-1)+} - \epsilon^{q+}$.

(21)式的项代表共振俘获过程中,一个 n 态电子被激发到 m 态并有一个自由电子被俘获到 k 态. 此时的计算取所有的 $\delta = 0$, 利用(24)—(26)式, 得 $\Delta E = E_m - E_n$. 利用(27)式, 得 $\epsilon^{q+} = \epsilon_{\text{ion}}$. 在(26)式中, 当 $l' = n$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l' = m$ 或 $l' = k$, 取 $\delta l' = 1$; 在(27)式中, 当 $l = n$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l = m$ 或 $l = k$, 取 $\delta l = 1$, 得 $\epsilon^{(q-1)+} = \epsilon_{\text{ion}}$. 最后(19)式中的被俘获电子能量 $\epsilon_i = \epsilon^{(q-1)+} - \epsilon^{q+}$.

(22)式等号右边第一项求和号内的项代表 Auger 衰变过程中,一个 k 态电子退激到 m 态,并有一个 n 态电子变成自由电子. 在(25)和(26)式中, 当 $l = n$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l' = n$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l = k$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l' = k$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l = m$, 取 $\delta l = 1$, 当 $l' = m$, 取 $\delta l' = 1$; (24)式中把 l 换成 m , 得 m 能级的能量, 把 l 换成 k , 得 k 能级的能量, 接着可得(18)式中的能级差 $\Delta E = E_k - E_m$. (18)式中的振子强度为能态 m 到 k 的振子强度.

(22)式等号右边第二项求和号内的项代表 Auger 衰变过程中,一个 n 态电子退激到 m 态,并有一个 k 态电子变成自由电子. 在(25)和(26)式中, 当 $l = n$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l' = n$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l = k$, 取 $\delta l = -1$, 当 $l' = k$, 取 $\delta l' = -1$, 当 $l = m$, 取 $\delta l = 1$, 当 $l' = m$, 取 $\delta l' = 1$, 把 l 换成 m , 得 m 能级的能量, 把 l 换成 n , 得 n 能级的能量, 接着可得(18)式中的能级差 $\Delta E = E_n - E_m$. (18)式中的振子强度为能态 m 到 n 的振子强度.

(23)式中的项代表 Auger 衰变过程中,一个 m 态电子退激到 n 态,并有一个 k 态电子变成自由电子. 利用(24)—(26)式, 当 $l' = n$, 取 $\delta l' = 1$, 当 $l' = m$ 或 $l' = k$, 取 $\delta l' = -1$, 得 $\Delta E = E_m - E_n$.

把上述公式代入包含各种原子过程的 AA 模型速率方程中,即可较好地考虑共振俘获和其逆过程 Auger 衰变. 结合辐射衰变过程即可很好地计算任何等离子体温度密度条件下的双电子复合过程.

总之,在涉及双电子复合过程的理论研究中,把该过程看作共振俘获和辐射衰变两个独立过程来研究,可以避免很多条件的限制,得到更广泛的应用. 在计算精度要求不高的情况下,共振俘获或 Auger 衰变的计算可以采用我们建议的半经验公式. 在精度要求较高的情况下,可通过细致的理论计算对上述公式进行修正. 这也将是我们下一步的工作.

- [1] H. S. Massey and D. R. Bates, *Rep. Prog. Phys.*, **9**(1942), 62.
- [2] A. Burgess, *Astrophys. J.*, **139**(1964), 776.
- [3] A. Burgess and M. J. Seaton, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **127**(1964), 355.
- [4] K. G. Widing, *Astrophys. J.*, **143**(1966), 606.
- [5] R. Gayet *et al.*, *Astr. Astrophys.*, **1**(1969), 365.
- [6] S. M. Ansari, G. Elwert and P. Mucklich, *Z. Natureforsch.*, **25a**(1970), 1781.
- [7] Y. Hahn, *Phys. Rev.*, **A22**(1980), 2896.
- [8] M. H. Chen, *Phys. Rev.*, **A31**(1985), 1449.
- [9] H. P. Saha, *Phys. Rev.*, **A49**(1994), 894.
- [10] Jian-guo Wang, Yi-zhi Qu and Jia-ming Li, *Phys. Rev.*, **A52**(1995), 4274.
- [11] Jian-guo Wang, Yu Zou, Chen-zhong Dong *et al.*, *Chin. Phys. Lett.*, **12**(1995), 530.
- [12] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California Press, U.S.A., 1981).
- [13] R. M. More, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.*, **27**(1982), 345.

DIELECTRONIC RECOMBINATION AS TWO INDEPENDENT PROCESSES

WANG JIAN-GUO ZOU YU CHANG TIE-QIANG

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

(Received 5 March 1997; revised manuscript received 22 May 1997)

ABSTRACT

In this paper, dielectronic recombination process is proposed as two independent processes—resonant capture (inverse Auger) process and radiative decay process, which can be used conveniently in the varied plasmas environments. Through the quantum defect theory, a simplified analytical formula is introduced to calculate the Auger rate and the theoretical results have been compared with a simplified relativistical configuration interaction calculation. Finally, a method for applying the formula to the average atom model is given.

PACC: 3480D; 3280D