

推广 Bethe 公式: Au^{50+} 离子的偶极激发的碰撞强度和速率系数*

方泉玉 蔡蔚 邹宇 李萍

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1998 年 1 月 6 日收到)

快速算法结合推广的 Bethe 公式, 可以为应用研究提供便于使用的偶极激发碰撞强度和速率系数. 用准相对论平面波 Born(QRPB)近似计算高能区 Au^{50+} 离子 $n_0 l_0 \rightarrow nl$ 偶极激发的碰撞强度, 给出 Bethe 公式中动量转移截断参数 k_0 , 从而确定激发过程的高能行为. 快速计算方法中采用了 Cowan 所发展的准相对论方法, 用统一的 Hartree-Fock-Slater 势计算束缚和连续态电子波函数. 用准相对论扭曲波(QRDW)近似计算阈值附近的碰撞强度并外推阈值处的碰撞强度 Ω_0 , 然后拟合到高能碰撞强度上. 对于特殊情况还需增加三倍阈值点 a 的计算, 用三个参数 Ω_0 , Ω_a 和 k_0 拟合出全能域(出射电子能量 $\epsilon_b = 0 - \infty$)的碰撞强度. 由此可以得到全部温度范围(电子温度 $T_e = 0 - \infty$)的速率系数 $\langle \sigma v \rangle$. 这样得到的 Ω 和 $\langle \sigma v \rangle$, 在相应的感兴趣的能量和温度范围内有合理的精度.

PACC: 3480B

1 引 言

在 X 射线激光和惯性约束聚变研究中, 模拟与诊断高温等离子体状态, 需要大量的电子碰撞激发和电离的截面与速率系数. 为此, Cowan^[1], Younger^[2], Sampson 和 Zhang 等^[3]发展了一些快速计算的非相对论(NR), 准相对论(QR)和完全相对论(FR)方法. 当入射电子能量很高时, 长期以来, 人们成功地应用平面波 Born(PB)近似计算有关过程的截面. 对于重要的光学允许跃迁(即偶极激发过程)在 PB 近似基础上, Bethe 作进一步近似并引入动量转移截断参数 k_0 而得到 Bethe 公式. Burgess 等^[4]的近似是采用动量转移 k 与“半径” r 乘积的无量纲量截断值 $k_0 r_0$ (量值在 1 左右), Seaton^[5]在进行他的半经验碰撞方法与 Bethe 近似方法比较时, 首次得到 $k_0 r_0$ 截断值为 1.12292 的结果. 另一方面, 当入射电子能量不高时, 使用扭曲波(DW)近似能够实现快速计算并得到大量数据.

本文以快速计算和推广的 Bethe 公式, 提供便于使用的偶极激发的碰撞强度和速率系数. 我们采用了 Cowan^[1]所发展的准相对论方法计算电子的径向波函数. 该方法主要近似是取相对论量子数 κ 为平均值 (-1) 并忽略相对论波函数的小分量. 同时我们以统一的 Hartree-Fock-Slater(HFS)势计算束缚和连续态电子波函数. 首先用准相对论平面波

* 国家自然科学基金(批准号:19474009)和国家高技术惯性约束聚变领域资助的课题.

Born(QRPB)近似计算高能区 Au^{50+} 离子的偶极激发 $n_0 l_0 \rightarrow nl (\Delta n \neq 0)$ 的截面(或碰撞强度)和 $n_0 l_0 \rightarrow \epsilon l$ 的电离微分截面,给出动量转移截断参数 k_0 . 在分析标度量 $k_0 r_0$ 沿通道变化规律的基础上,确定了这些激发过程的高能行为. 其次,用准相对论扭曲波(QRDW)近似计算阈值附近的碰撞强度,由外推得到阈值碰撞强度 Ω_0 . 利用推广的 Bethe 公式将 Ω_0 (特殊情况下,还需计算三倍阈值点 a 的碰撞强度 Ω_a)拟合到高能碰撞强度上,从而获得全能域(出射电子能量 $\epsilon_b = 0 - \infty$)的碰撞强度和全部温度范围(电子温度 $T_e = 0 - \infty$)的速率系数. 这种两个(k_0, Ω_0)或三个(k_0, Ω_0, Ω_a)参数拟合的碰撞强度和速率系数在感兴趣的能量和温度范围内有合理的精度(误差约 10%).

2 基本理论^[6]

采用与初、末离子组态有关的平均组态,产生 HFS 自洽势,并且假定束缚电子与连续电子都是在此自洽势中独立运动,即单电子径向波函数满足相对论修正的 Schrödinger 方程(以 Ry 为能量单位),

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + V_{\text{scf}}(r) - \frac{\alpha^2}{4} [\epsilon - V_{\text{scf}}(r)]^2 - \frac{\alpha^2}{4} \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} [\epsilon - V_{\text{scf}}(r)] \right]^{-1} \frac{dV_{\text{scf}}}{dr} \left(\frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{1}{r} \right) \right\} \varphi(r) = \epsilon \varphi(r). \quad (1)$$

上式等号左边第四项为质量-速度修正项,第五项是 Darwin 修正项, $V_{\text{scf}}(r)$ 是在平均组态下的 HFS 势,

$$V_{\text{scf}}(r) = -\frac{2z}{r} + V_c(r) - \left[\frac{24}{\pi} \rho(r) \right]^{1/3}. \quad (2)$$

这里 $V_c(r) = \sum_{m=1}^q w_m \int_0^\infty \frac{2}{r_>} \varphi_m^2(r_2) dr_2$ 是电子在平均场中的经典势能, $r_>$ 取在 r 与 r_2 中的较大者, q 为轨道数, w_m 为 m 轨道的电子占据数. $\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{m=1}^q w_m \varphi_m^2(r)$ 是球平均的电子密度.

在 QRDW 近似下,离子从下能级 $n_i l_i$ 激发到上能级 $n_j l_j$ 的单电子碰撞强度为

$$\Omega_{ij} = \frac{32}{k_a k_b} \sum_{l_a l_b} \left[\sum_t \frac{1}{[t]} \overline{R}_d^2(t) + \sum_r \frac{1}{[r]} \overline{R}_e^2(r) - \sum_{tr} (-1)^{t+r} \begin{Bmatrix} l_i l_j t \\ l_a l_b r \end{Bmatrix} \overline{R}_d(t) \overline{R}_e(r) \right], \quad (3)$$

$$\overline{R}_d(t) = \langle l_i || c^{(t)} || l_j \rangle \langle l_a || c^{(t)} || l_b \rangle R_d(t), \quad (4)$$

$$\overline{R}_e(r) = \langle l_i || c^{(r)} || l_b \rangle \langle l_a || c^{(r)} || l_j \rangle R_e(r). \quad (5)$$

这里 R_d 和 R_e 分别为直接的和交换的 Slater 积分,下标 a, b 分别表示入射和散射电子, k_a, k_b 为相应的动量. 束缚电子 i, j 和连续电子 a, b 的径向波函数由方程(1)得到. 求和量 t, r 的变化范围由三角关系决定. 相应的单电子激发截面为

$$\sigma_{ij} = \frac{\Omega_{ij}}{\epsilon_a g_i}, \quad (6)$$

ϵ_a 为入射电子能量, $g_i = 4l_i + 2$, 相应的总截面还需要乘以激发前作用轨道的电子占据数 ω_i 和空穴占有概率 $\left(1 - \frac{\omega_j}{4l_j + 2}\right)$.

在 QRPB 近似中, 对于光学允许跃迁, 用如下等效面积公式确定动量转移的截断参数 k_0 :

$$\int_{k_-(\epsilon_a)}^{k_+(\epsilon_a)} f_{ij}(k) d \ln k^2 = f_{ij}^{\text{opt}} \int_{k_-(\epsilon_a)}^{k_0} d \ln k^2. \quad (7)$$

这里 $k_{\pm} = k_a \pm k_b$, $k_a^2 = \epsilon_a$, $k_b^2 = \epsilon_b$. 在(7)式中 $\epsilon_a \gg 1$, 以致于 k_0 与入射电子能量 ϵ_a 无关, 只与跃迁过程的初、末态有关, 单电子碰撞强度的 Bethe 公式为

$$\Omega(\epsilon_a) = \frac{4g_i f_{ij}^{\text{opt}}}{\Delta E} \ln \left(\frac{k_0}{k_-} \right)^2, \quad k_- \approx \frac{\Delta E}{2\sqrt{\epsilon_b}}, \quad (8)$$

其中 $f_{ij}(k)$, f_{ij}^{opt} 分别为广义振子强度和光振子强度.

固定初态 $n_i l_i$, 沿着末通道 $n_j l_j$ (l_j 固定), 当激发电子能量 ϵ_j 从负值(束缚态)到正值(自由态)变化时, 激发截面 σ_{ij} 乘以态密度 N_j 在电离阈值处与电离微分截面 $\frac{d\sigma_{ij}}{d\epsilon_j}$ 光滑连接^[7]. 相应的光学振子强度也光滑连接, 可以定义

$$\frac{d\sigma_{ij}}{df_{ij}^{\text{opt}}} = \begin{cases} \frac{\sigma_{ij} N_j}{f_{ij}^{\text{opt}} N_j} & \epsilon_j < 0; \\ \frac{d\sigma_{ij}/d\epsilon_j}{df_{ij}^{\text{opt}}/d\epsilon_j} & \epsilon_j > 0. \end{cases} \quad (9)$$

作为 ϵ_j 的函数, 这是一条光滑的激发-电离曲线. 在足够高的入射电子能量下, 利用 QRPB 方法计算出来的激发-电离曲线, 通过内插得到电离阈值处的 $\sigma_{ij}/f_{ij}^{\text{opt}}$, 然后由(8)式,

$$\ln \left(\frac{k_0}{k_-} \right)^2 = \frac{\epsilon_a \Delta E}{4} \frac{\sigma_{ij}}{f_{ij}^{\text{opt}}} \quad (10)$$

可以得到电离阈值处的动量转移截断参数 k_0 . 在以下讨论中为了方便将初态下标 i 改为 0, 并且取消末通道下标 j .

3 结果与讨论

图 1 表示 s—p, p—d 通道 ($\Delta n \neq 0$) 的激发-电离曲线, 其中 $\epsilon_a = 15 I_{n_0 l_0}$, $I_{n_0 l_0}$ 为 $n_0 l_0$ 轨道电子的电离能. 由该图内插得到在电离阈值 $\epsilon = 0$ 上的 (σ/f) 值. 或者, 对于固定的 $l_0 - l$ 通道, 令

$$y(n_0, n) = \frac{\epsilon_a \Delta E}{4} \left(\frac{\sigma}{f} \right) = \ln \left(\frac{k_0}{k_-} \right)^2. \quad (11)$$

从激发-电离曲线可以得到 $y(n_0, n_{\text{max}})$ 值. n_{max} 相当于 $\epsilon = 0$ 的电离阈值点. 对于 s—p, p—d, d—f, f—g 的每个 $l_0 - (l_0 + 1)$ 通道, 我们发现, y 以 $y(n_0, n_{\text{max}})$ 和 $y(n_0, n_0 + 1)$ 两种方式随 n_0 变化, 并且外推得到相同的极限值,

$$y(n_{\text{max}} - 1, n_{\text{max}}) \approx 2.10. \quad (12)$$

下面解释一下(12)式的极限行为.注意到在 $\epsilon_a = 15 I_{n_0 l_0}$ 条件下, $k_+ \approx 2 \sqrt{\epsilon_a}$, 可以重写(11)式为

$$y(n_0, n) \approx \ln \left(\frac{4 k_0^2 \epsilon_a}{\Delta E^2} \right) \quad (13a)$$

$$= \ln \left(\frac{4 k_0^2}{Z_c^2 (1/n_0^* - 1/n^*)^2} \frac{15 Z_c^2 / n_0^{*2}}{Z_c^2 (1/n_0^* + 1/n^*)^2} \right) \quad (13b)$$

$$= \ln \left(60 k_0^2 r_0^2 \left(1 + \sqrt{\frac{I_{nl}}{I_{n_0 l_0}}} \right)^{-2} \right), \quad (13c)$$

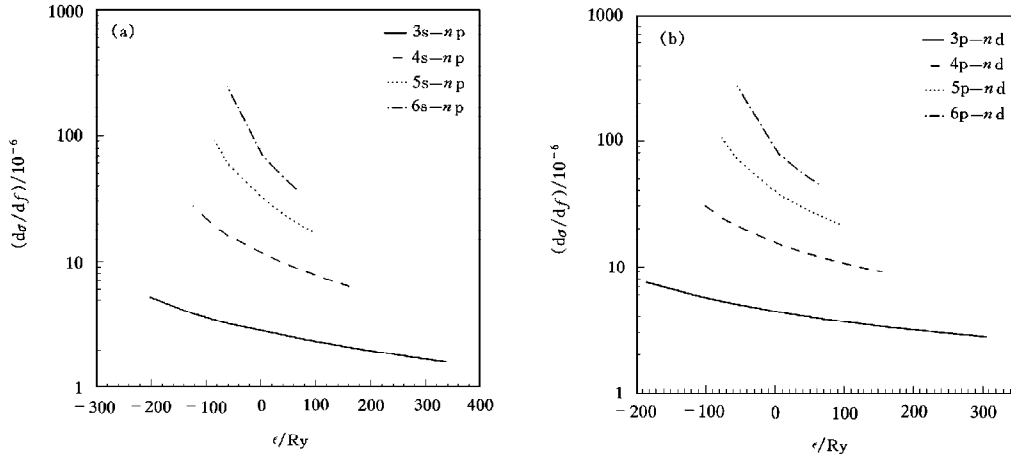


图1 (a), (b) 分别表示 s-p, p-d 通道 ($\Delta n \neq 0$) 的激发-电离曲线 其中入射电子能量为 $\epsilon = 15 I_{n_0 l_0}$

其中 $I_{n_0 l_0} = Z_c^2 / n_0^{*2}$, $\Delta E = Z_c^2 / n_0^{*2} - Z_c^2 / n^{*2}$, $Z_c = Z - N + 1$ 为有效电荷, n^* 为有效主量子数. 在(13)中定义了

$$r_0 = \frac{n_0^* n}{Z_c (n^* - n_0^*)} = \frac{1}{\sqrt{I_{n_0 l_0}} - \sqrt{I_{nl}}}, \quad (14)$$

r_0 具有长度量纲, 与 Shevelko^[8] 给出的“半径”截断的半经验公式一致. 我们将无量纲量 $k_0 r_0$ 作为 k_0 的标度量, 它是激发能的慢变函数. 当 n_0 和 n ($\Delta n \neq 0$) 足够大时, $k_0 r_0$ 几乎与初、末态无关, 所以出现 $y(n_{\max} - 1, n_{\max})$ 为常数极限值.

我们还发现, 当 n_0 变化时, $y(n_0, n_{\max})$ 与 $y(n_0, n_0 + 1)$ 随激发能的增加几乎

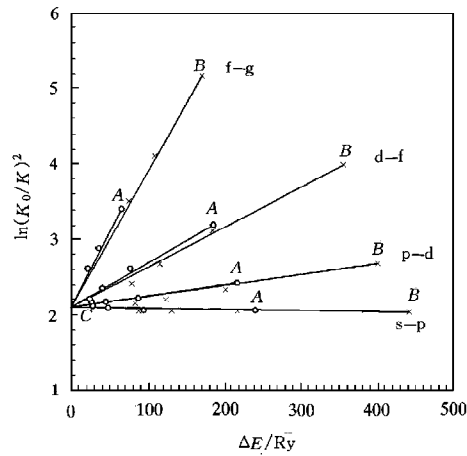


图2 当 n_0 变化时, AC 和 BC 分别表示 $y(n_0, n_{\max})$ 和 $y(n_0, n_0 + 1)$ 随激发能的变化

作直线变化,图 2 对 s—p, p—d, d—f 和 f—g 通道分别演示了这种变化,即 AC 直线代表 $y(n_0, n_{\max}) \sim \Delta E$, BC 直线代表 $y(n_0, n_0 + 1) \sim \Delta E$. C 代表极限值 2.10, 其中 $\varepsilon_a = 15 I_{n_0 l_0}$. 任何 $y(n_0, n) (n_0 + 1 < n < n_{\max})$ 可以由 $y(n_0, n_0 + 1)$ 与 $y(n_0, n_{\max})$ 相当精确地内插得到. 换言之, 所有 $y(n_0, n) (n_0 \geq 3, n \geq 4, \Delta n \neq 0)$ 都落在相应通道的三角形 ABC 范围之内. 特别是 s—p 通道的两条直线基本上在同一水平位置上, $y \approx 2.0$. 以此作为标度关系

$$\ln\left(\frac{k_0}{k_-}\right)^2 \approx 2.0. \quad (15)$$

由(13)式估计出

$$(k_0 r_0)_r \approx \frac{e}{\sqrt{60}} \left(1 + \sqrt{I_{nl}/I_{n_0 l_0}}\right). \quad (16)$$

表 1 $k_0 r_0$ 的粗估值 $(k_0 r_0)_r$ 与“精确”值 $(k_0 r_0)_c$

$n_0 l_0$	$I_{n_0 l_0}$	nl I_{nl}	4p 200.8	5p 122.5	6p 82.6	7p 59.51
3s	441.8	r	0.588	0.536	0.503	0.480
		c	0.600	0.551	0.518	0.494
4s	216.1	r		0.615	0.568	0.535
		c		0.637	0.582	0.547
5s	129.9	r			0.631	0.588
		c			0.662	0.602
6s	86.70	r				0.642
		c				0.686

标度量 $k_0 r_0$ 的粗估值 $(k_0 r_0)_r$ 与“精确”计算值 $(k_0 r_0)_c$ (使用(7)与(14)式)相差 10% 以内 (见表 1).

由标度关系(15)式, 还可以得到 k_0^2 与 ΔE 的关系

$$\left(\frac{\Delta E}{k_0^2}\right)_r = 8.12 \frac{I_{n_0 l_0}}{\Delta E}. \quad (17)$$

以 3s—np ($n=4-7$) 为例, 表 2 列出 $(\Delta E/k_0^2)_r$ 粗估值和 $(\Delta E/k_0^2)_c$ 计算值, 粗估的误差在 10% 以内. 由表 2 可见, k_0^2 大约为 $\Delta E/8$, 远小于 Bethe 估计^[5]的 $k_0^2 \approx \Delta E$.

表 2 $(\Delta E/k_0^2)_r$ 粗估值和 $(\Delta E/k_0^2)_c$ 计算值

	3s—4p	3s—5p	3s—6p	3s—7p	3s—np ($n = n_{\max}$)
$\left(\frac{\Delta E}{k_0^2}\right)_r$	15.0	11.3	10.0	9.39	8.12
$\left(\frac{\Delta E}{k_0^2}\right)_c$	14.2	10.6	9.40	8.83	/

我们用 QRDW 方法计算 Au^{50+} 在中、低能范围的碰撞强度, 并与 Zhang 等^[9]完全相对论的结果比较^[6,10], 其差别一般在 10% 以内, 它说明准相对论方法考虑了大部分相对

论效应,这与 Kobus 等^[11]的结论一致.

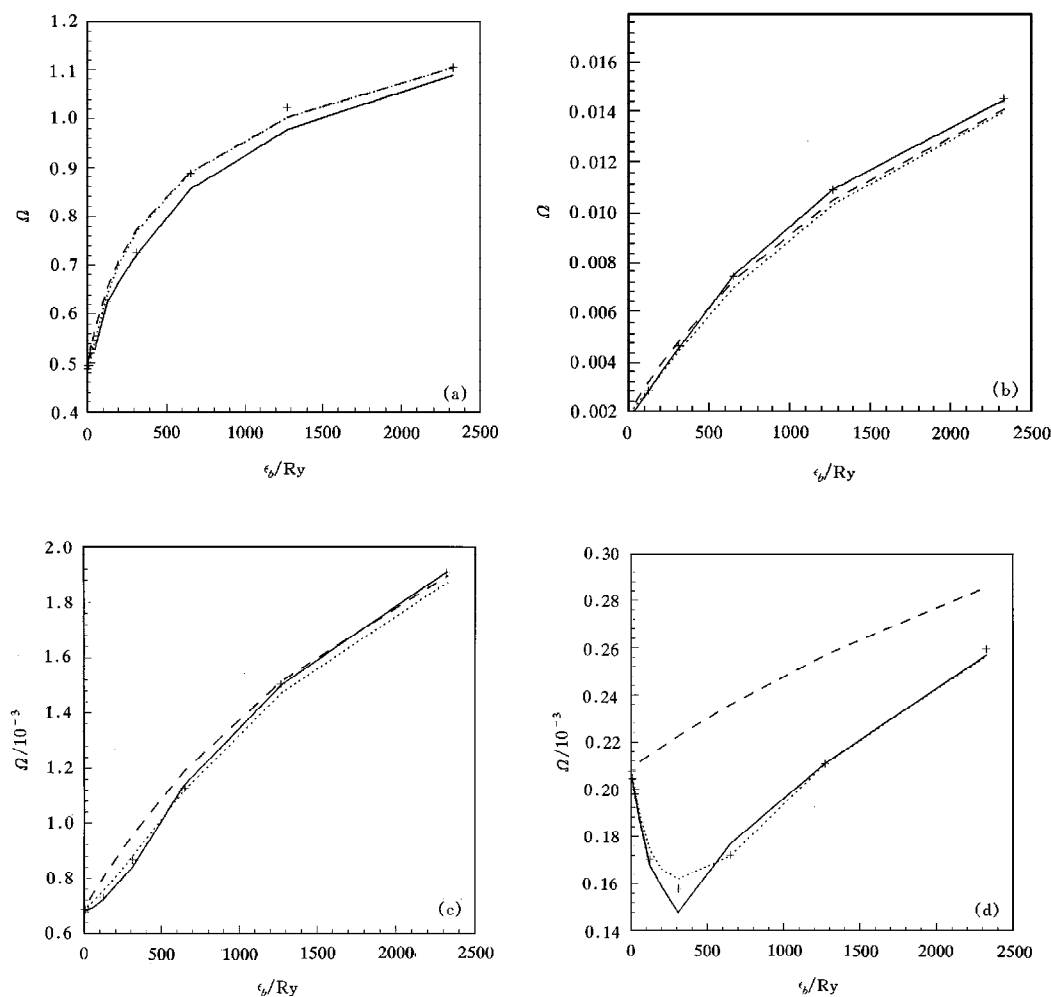


图3 (a)–(d)分别演示 $4s-4p$, $5p$; $3d-4p$, $5p$ 的碰撞强度 Ω 随出射电子能量 ϵ_b 变化 ——为 Spline; ---为方程 (18) 所得;为方程 (21) 所得; + 为 QRDW 所得

用 QRDW 和 QRPB 方法计算碰撞强度之后,我们可以采用 Burgess^[12]的五点样条方法得到碰撞强度随散射电子能量 ϵ_b 变化的曲线和速率系数随温度变化的曲线^[6,10].本文用推广的 Bethe 公式得到偶极激发的碰撞强度和速率系数的曲线.这种方法可以减少计算量,且使用更方便.

1. 将 Bethe(8)式推广为

$$\Omega(x) = \frac{4 g_i f_j^{\text{opt}}}{\Delta E} \ln \left[\frac{4 k_0^2}{\Delta E} \left(x + \frac{d^2}{2d+x} \right) \right], \quad (18)$$

$$x = \frac{\epsilon_b}{\Delta E}, \quad \xi = \frac{4 k_0^2}{\Delta E}, \quad F = \frac{4 f^{\text{opt}}}{\Delta E},$$

并且应用到中、低能区. 其中 d 是待定参数, 由阈值碰撞强度决定, $d = \frac{2}{\xi} e^{\Omega_0/\varepsilon_r F}$. 对(18)式进行电子速度的 Maxwell 分布平均, 得到速率系数

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{2.1716 \times 10^{-8}}{\sqrt{\Delta E}} y^{1/2} e^{-y} \gamma, \quad (19)$$

$$\gamma = F \left[\ln \left(\frac{\xi d}{2} \right) + 2e^{yd} E_1(yd) - e^{2yd} E_1(2yd) \right], \quad (20)$$

$y \equiv \Delta E / T_e$, $E_1(\alpha) \equiv \int_{\alpha}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$, T_e 为电子温度, $E_1(\alpha)$ 为指数积分函数.

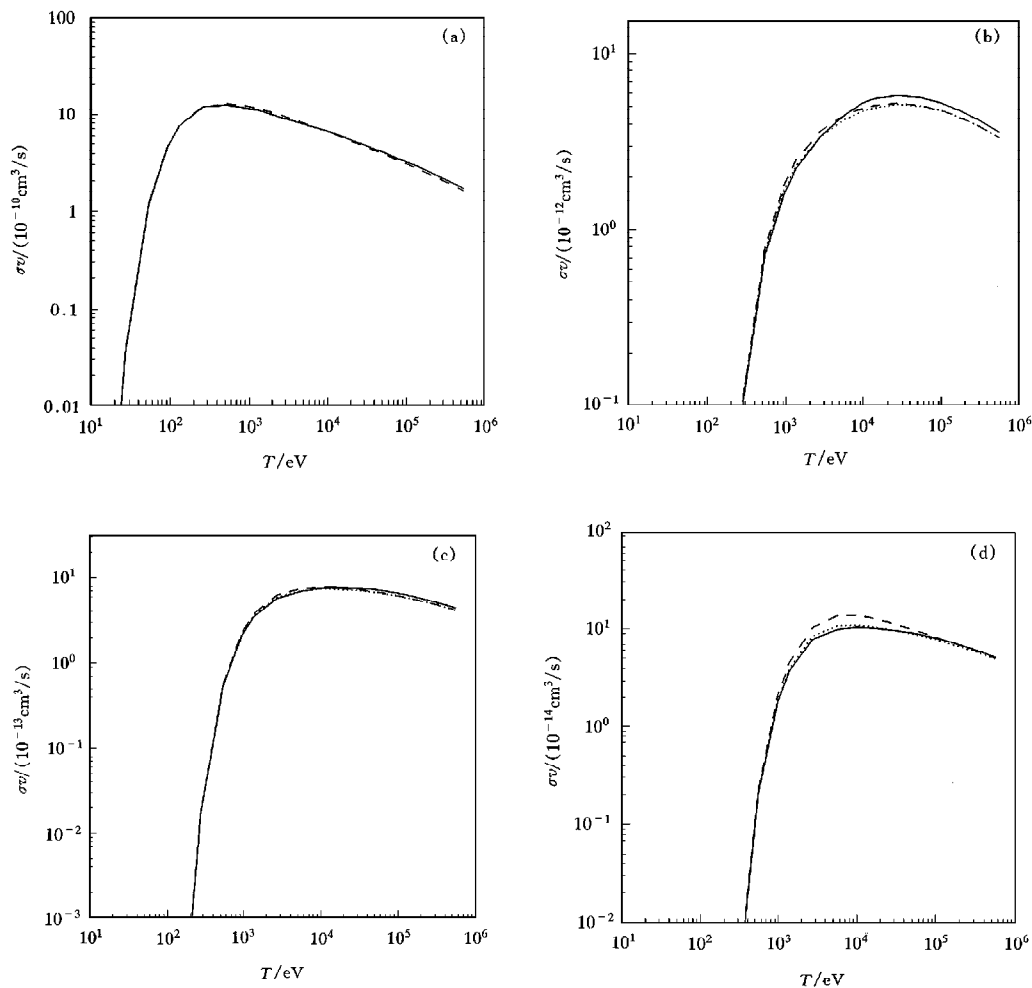


图4 (a)–(d)分别演示 4s–4p, 5p–3d, 4p–5p 的速率系数 $\langle \sigma v \rangle$ 随电子温度 T_e 变化 —— 为 Spline 所得; --- 为方程(19)所得; 为方程(22)所得

2. 利用 $x = a$ 的碰撞强度 Ω_a 将推广的 Bethe(18)式使用到中能区 ($x \geq a$), 然后利用激发阈值的碰撞强度 Ω_0 拟合三项式给出低能区的碰撞强度, 即

$$\Omega(x) = \begin{cases} g_i F \ln \left[\xi \left(x + \frac{d^2}{2d+x} \right) \right] & x \geq a; \\ g_i \left(Ax + B + \frac{C}{1+x} \right) & a > x \geq 0, \end{cases} \quad (21a)$$

$$(21b)$$

$$d = m(1 + \sqrt{1 + a/m}), \quad m = \left(\frac{1}{\xi} e^{\Omega_a / g_i F} - a \right),$$

A, B, C 由 Ω_0, Ω_a 和 Ω_b ($b > a$) 唯一确定, 其中 Ω_b 由 (21a) 式得到. 从 (21a) 和 (21b) 式给出速率系数为

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{2.1716 \times 10^{-8}}{\sqrt{\Delta E}} y^{1/2} e^{-y} (\gamma_1 + \gamma_2), \quad (22)$$

$$\gamma_1 = F \left[e^{-ya} \ln \left(\frac{\xi(a+d)^2}{a+2d} \right) + 2e^{yd} E_i(y(a+d)) - e^{2yd} E_i(y(a+2d)) \right], \quad (23a)$$

$$\gamma_2 = B(1 - e^{-ay}) + \frac{A}{y}(1 - (1+ay)e^{-ay}) + Cy e^y (E_i(y) - E_i((1+a)y)), \quad (23b)$$

其中 $x=0$ 和 $x=a$ 两点的碰撞强度 Ω_a, Ω_a 应该用“精确”值或较精确值. 这里是用 QRDW 方法计算的. 图 3 给出 $4s-4p, 5p; 3d-4p, 5p$ 的碰撞强度随出射电子能量 ϵ_b 变化. 可以看出, 这里出现了两种典型的图像: 碰撞强度随 ϵ_b 增加单调上升和先下降后上升. 大部分 (约 90%) 偶极激发过程属于前者, 少部分 (约 10%) 属于后者. 对于前者 (18) 和 (21) 式拟合的效果基本相同, 对于后者只有 (21) 式才能描述有一个极小值结构的曲线. 图 4 给出相应的速率系数 $\langle \sigma v \rangle$ 随电子温度 T_e 变化, 同时给出用五点样条方法拟合的曲线, 可以看出, 对于 $4s-4p, 5p; 3d-4p$ 过程 (18) 式拟合与五点样条方法拟合相比, 差别约 10%, 但是对于 $3d-5p$ 的情况, 碰撞强度曲线有一个极小值结构, 若用 (18) 式拟合, 误差增加到 20%—30%, 若用 (21) 式拟合, 误差仍在 10% 左右. 这里五点样条拟合被当作“精确”的, 它的拟合误差很小 (为 1%—2%).

- [1] R. D. Cowan, *The theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California Press, Berkely, 1981), p. 201.
- [2] S. M. Younger, *Phys. Rev.*, **A22**(1980), 111; **A22**(1980), 1425; **A24**(1981), 1272; 1278; **A23**(1981), 1138.
- [3] D. H. Sampson, Hong lin Zhang, A. K. Mohanty and R. E. H. Clark, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 604; H. L. Zhang, D. H. Sampson and A. K. Mohanty, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 616.
- [4] A. Burgess and J. A. Tully, *J. Phys.*, **B11**(1978), 4271.
- [5] M. J. Seaton, *Proc. Phys. Soc.*, **79**(1962), 1105.
- [6] Fang Quan-yu, Cai Wei, Zou Yu *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 448 (in Chinese).
- [7] Fang Quan-yu, Li Ping *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **44**(1995), 1703 (in Chinese).
- [8] V. P. Shevelko, *Physica Scripta*, **43**(1991), 266.
- [9] Hong lin Zhang, D. H. Sampson and C. J. Fontes, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **48**(1991), 91.
- [10] 蔡蔚, 方泉玉等, *强激光与粒子束*, **9**(1997), 199.
- [11] J. Kobus and W. Jaskolsk, *J. Phys.*, **20**(1987), 4949.
- [12] A. Burgess, M. C. Chidichimo *et al.*, *Journal de Physique IV, Colloque CL, Supplement au Journal de Physique*, Vol. 1, mars(1991), CL-303.

A GENERALIZED BETHE ANALYTIC FORMULA : DIPOLE-EXCITED COLLISION STRENGTHS AND CORRESPONDING RATE COEFFICIENTS IN Au^{50+} *

FANG QUAN-YU CAI WEI ZOU YU LI PING

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

(Received 6 January 1998)

ABSTRACT

A generalized Bethe analytic formula for dipole-excited collision strengths is suggested, in which a cut-off k_0 in the momentum transfer, a threshold (via extrapolation) and a thrice threshold of collision strengths for each dipole-excited process are calculated quickly based on the quasi-relativistic plane wave Born (QRPB) and distorted wave (QRDW) methods respectively. The formula can be applied to moderate and low impact electron energies. As a example, dipole collision strengths and corresponding rate coefficients of Au^{50+} are given at all impact energies, which are in agreement with that of a least-square spline method. Meanwhile the systems of k_0 in channel $n_0 l_0 \rightarrow n(l_0 + 1)$ are analyzed.

PACC: 3480B

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China under the Grant No. 19474009 and by the National High Technology Development Program of China.