

电子碰撞激发截面与速率 (I)

自旋守恒的激发过程

田 伯 刚¹⁾ 李 家 明

(中国科学院物理研究所)

1985 年 3 月 25 日收到

提 要

根据广义振子强度密度的通道特性和等电子系列的准标度关系, Bethe 公式中相应的参数(即 Bethe 物理参数组)也具有同样的特性. 利用 Bethe 物理参数组可容易地由 Bethe 公式计算得到自旋守恒过程的截面. 本文定义精确的截面与 Bethe 截面之比为校正函数, 在 50% 精度内校正函数显示了较好的普适性. 由此可以计算自旋守恒的电子碰撞激发过程的截面与速率. 这里, 各种激发过程包含由电子碰撞而跃迁至无限个激发末态的过程——形成所谓的激发通道.

一、引 言

电子与原子或离化态原子的碰撞是等离子体内重要的微观物理过程. 无论天体或实验室装置内的等离子体, 由于电子碰撞引起靶原子或离子的激发而发射的谱线以及一些其它碰撞辐射过程(如韧致辐射、辐射复合和双电子复合等)引起的辐射能量损耗是宏观能量平衡的一个重要因素. 在等离子体实验诊断方面, 光谱诊断也需要有关的碰撞截面和辐射跃迁几率等物理数据. 还有, 对天体或实验室装置中的等离子体进行理论模拟时, 也需要碰撞激发、电离、复合以及电磁辐射等微观物理数据. 对这些微观原子物理数据的需求是非常大量的^[1]. 关于电子碰撞激发过程, 对一定的靶原子初态可能存在无限个激发末态, 同时还应考虑各种初态的情况, 因此相应的截面数据是浩瀚的. 从 1940 年至 1983 年之间已有大量文献报道^[2], 但远远未满足应用方面的需求. 本文尝试提出一种方便的方法, 能在 50% 精度内计算自旋守恒的各种碰撞激发过程的截面.

对于电子与离子碰撞激发过程, 我们曾提出一种简单理论方法^[3]: 入射电子能量较低时, 可应用多通道量子数亏损理论精确地得到激发截面; 而入射电子能量较高时, 可应用 Bethe 理论^[4,5]可靠地计算激发截面. 至于中间能域, 如果忽略局部共振结构(该共振的贡献可进一步单独处理), 可以较可靠地内插得到激发截面. 根据 Bethe 理论^[4,5], 截面的表达式可分为两个部分: 1) 与入射电子能量有关的因子和 2) 代表靶原子性质的物理参

1) 现在中国科学院化学研究所.

数. 这些物理参数被称为 Bethe 物理参数组, 可以方便地计算得到(见第二节 1). 因此, 对自旋守恒的激发过程, 我们可以用 Bethe 激发截面 σ^{BE} 作为基础, 计算总激发截面 $\sigma = \sigma^{\text{BE}} \cdot \lambda(x)$, 这里 $\lambda(x)$ 是校正函数而 $x = T/\Delta E$ (T 为入射电子能量, ΔE 为激发阈值). 校正函数 $\lambda(x)$ 一般约在零到一之间. 当 $x \rightarrow \infty$ 时, $\lambda(x) \rightarrow 1$. 根据本文分析, 对于各种不同的激发过程, 在 50% 精度之内这些校正函数存在着普适性. 光学允许跃迁的校正函数 $\lambda(x)$ 与常用的 gaunt 因子^[6]有关, 但是采用校正函数 $\lambda(x)$ 可较清楚地将靶原子性质的影响归入到 Bethe 物理参数组中, 同时还可处理广义振子强度密度存在节线^[7]的情况(见第二节 2).

电子碰撞激发过程导致无限个激发末态而形成相应的激发通道^[7]. 在特定的激发通道中, Bethe 物理参数组存在连续而有规律的变化特性. 对等电子系列离子, 其 Bethe 物理参数组具有准标度性质^[8](见第四节). 得到 Bethe 物理参数组就能容易地计算 Bethe 截面. 根据普适校正函数则可方便地计算各种激发截面和速率系数. 我们具体地计算了一些激发截面和速率系数, 与相应的实验值或目前存在的最佳数据进行比较, 符合在 50% 之内. 根据这些比较, 我们还对电子束碰撞实验做了进一步的建议.

二、自旋守恒的碰撞激发过程

1. Bethe 公式^[4,5]

当入射电子速度远大于靶原子或离子中被激发电子的轨道平均速度时, 可以利用一级 Born 近似计算碰撞激发截面. 在一级 Born 近似下, 将截面按 $1/x = \Delta E/T$ 的幂次展开, 就得到适用于高能的 Bethe 公式^[4,5]. 下面将简述各类 Bethe 公式的表示:

1) 光学禁戒跃迁的激发过程

$$\sigma^{\text{BE}} = \frac{4\pi a_0^2}{T/R} [b_n - (\gamma_n/x) + o(1/x^2)], \quad (1)$$

其中

$$b_n = \int_0^\infty \frac{f(\Delta E, Q)}{\Delta E/R} \cdot \frac{d(Qa_0)^2}{(Qa_0)^2}, \quad (2)$$

而 $f(\Delta E, Q)$ 即所谓广义振子强度^[9], Q 为动量转移;

$$\gamma_n = \frac{1}{4} \cdot \left. \frac{df(\Delta E, Q)}{d(Qa_0)^2} \right|_{(Qa_0)=0}. \quad (3)$$

在(1)式中仅保留到 $1/x$ 的项, 而将 x 延拓到 $x \approx 1$ 附近(即阈值附近)时, 可证明延拓的 σ^{BE} 是非负的.

2) 光学允许跃迁的激发过程

当广义振子强度随动量转移 Q 增大而变小时, 大 Q 部分对总截面贡献很小, 主要的贡献来自小 Q 部分. 此即所谓“以软碰撞为主”的情况. 则

$$\sigma^{\text{BE}} = \frac{4\pi a_0^2}{T/R} \left[M_n^2 \ln 4 \frac{(\bar{Q}a_0)^2}{\Delta E/R} x - \left(\frac{M_n^2}{2} + \gamma_n \right) \frac{1}{x} + o(1/x^2) \right], \quad (4)$$

其中 $M_n^2 = f^{\text{opt}}/(\Delta E/R)$, f^{opt} 为光学振子强度,

$$\ln(\bar{Q}a_0)^2 = \int_1^\infty \frac{f(\Delta E, Q)}{f^{\text{opt}}} \cdot \frac{d(Qa_0)^2}{(Qa_0)^2} - \int_0^1 \left[1 - \frac{f(\Delta E, Q)}{f^{\text{opt}}} \right] \cdot \frac{d(Qa_0)^2}{(Qa_0)^2}. \quad (5)$$

在(4)式中仅保留到 $1/x$ 的项而将 x 延拓到 $x \approx 1$ 附近时,也可证明延拓的 σ^{BE} 是非负的. 当广义振子强度密度的分布存在与 $Q = 0$ 相交的节线^[7]时(令其交点为 ϵ_0), 光学振子强度密度在 ϵ_0 点为零. 在 ϵ_0 附近光学振子强度密度较小, 小 Q 部分的贡献也较小, 而大 Q 部分(即“硬碰撞”的部分)就相对地变得重要了. 此时应区分“软碰撞”的部分与“硬碰撞”的部分: 软碰撞的贡献应如(4)式所示, 正比于光学振子强度; 当激发能趋于 ϵ_0 时, 这部分的贡献也趋于零. 硬碰撞的贡献应如(1)式所示. 两部分之和给出总的截面. 当激发能大于 ϵ_0 时, 由于矩阵元的变号, 出现所谓“节线”^[7], 可以以节线为界区分软的和硬的部分. 则

$$\sigma^{\text{BE}} = \frac{4\pi a_0^2}{T/R} \left\{ \left[M_n^2 \ln 4 \frac{(\bar{Q}a_0)^2}{\Delta E/R} x - \left(\frac{M_n^2}{2} + \gamma_n^s \right) \frac{1}{x} \right] I(x - x_c) + (b_n^h - \gamma_n^h/x) + o(1/x^2) \right\}. \quad (6)$$

其中 γ_n^s 的定义同(3)式; 由于 $f(\Delta E, Q)$ 出现节点 Q_0 ^[7], 所以

$$\ln(\bar{Q}a_0)^2 = \ln(Q_0a_0)^2 - \int_0^{(Q_0a_0)^2} \left[1 - \frac{f(\Delta E, Q)}{f^{\text{opt}}} \right] \frac{d(Qa_0)^2}{(Qa_0)^2}, \quad (7)$$

$$b_n^h = \int_{(Q_0a_0)^2}^\infty \frac{f(\Delta E, Q)}{\Delta E/R} \cdot \frac{d(Qa_0)^2}{(Qa_0)^2}, \quad (8)$$

而 $\gamma_n^h = 0$, $I(x)$ 为阶梯函数. (6)式中“软碰撞”的贡献可能为零, 令其对应的 x 值为 x_c (不存在零点时 $x_c = 1$), 当 $1 \leq x < x_c$ 时, (6)式中“软碰撞”的贡献为负; 由于动量守恒的限制使得“软碰撞”的动量转移不在允许的动量转移范围之内, 因此其贡献应为零.

当激发能小于 ϵ_0 时, 不存在前述的节点. 根据广义振子强度密度的通道分布特性^[7], 可将某一以软碰撞为主的广义振子强度密度(例如, 基态到第一激发态的广义振子强度密

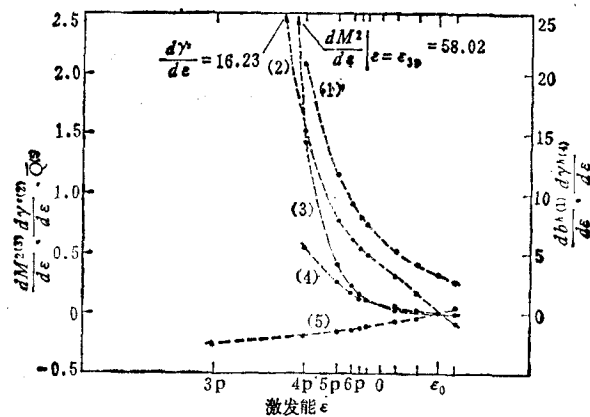


图1 Na 原子 $3s^2S - \epsilon p^2P$ 通道的 Bethe 物理参数组

其中 $\frac{dM_n^2}{d\epsilon}$, $\frac{d\gamma_n^s}{d\epsilon}$ 和 \bar{Q} 在 ϵ_0 两侧采用不同符号

度)延拓来作为“软碰撞”的部分,其余为“硬碰撞”的部分. 则截面仍可写为(6)式. 以 Na 原子为例, $3s^2S-εp^2P$ 的激发形成一个通道,其有关的物理参数随激发能 $ε$ 连续变化,如图 1 所示(关于通道的性质,请见第四节). 由于 $\frac{dM^2}{dε}$, $\frac{dγ^s}{dε}$ 和 \bar{Q} 在 $ε_0$ 点为零,为便于展示其连续特性,在图 1 中 $ε_0$ 两侧分别采用不同符号.

根据 Bethe 公式可方便地计算高能碰撞激发截面. 其代表靶原子的物理参量 (M_n^2 , \bar{Q} , $γ_n^s$, b_n^h , $γ_n^h$, b_n 和 $γ_n$) 称为 Bethe 物理参数组.

2. 激发总截面

当入射电子速度较低时,入射电子与靶原子或离子之间相互作用较强,使入射电子波函数产生较大的畸变,激发截面将偏离 Bethe 公式. 对自旋守恒的激发过程,可将其总截面一般地写为 $σ = σ^{BE} \cdot λ(x)$, 这里 $λ(x)$ 为校正函数. 当 x 较大时(即高能区域), $λ(x) \rightarrow 1$; 而当 x 较小时,入射电子波函数的畸变和入射电子与靶原子之间密切耦合的相互作用都被等效地放入到 $λ(x)$ 中去. 一般地说, $λ(x)$ 不仅是 x 的函数,还将是靶性质以及跃迁量子数的函数. 根据本文分析: 在一定的精度内, $λ(x)$ 函数几乎一样,所以可将校正函数 $λ(x)$ 近似为一个普适的函数. 利用这一普适的校正函数 $λ(x)$ 和 Bethe 公式就可以估算各种碰撞激发截面. 下面将简述光学禁戒和光学允许两类激发过程:

1) 光学禁戒跃迁的激发过程

$$σ = \frac{4πa_0^2}{T/R} (b_n - γ_n/x) \cdot λ^h(x). \quad (9)$$

根据目前可得到的实验数据^[9,10],本文建议以图 2 中的曲线 1 为中性原子的普适校正

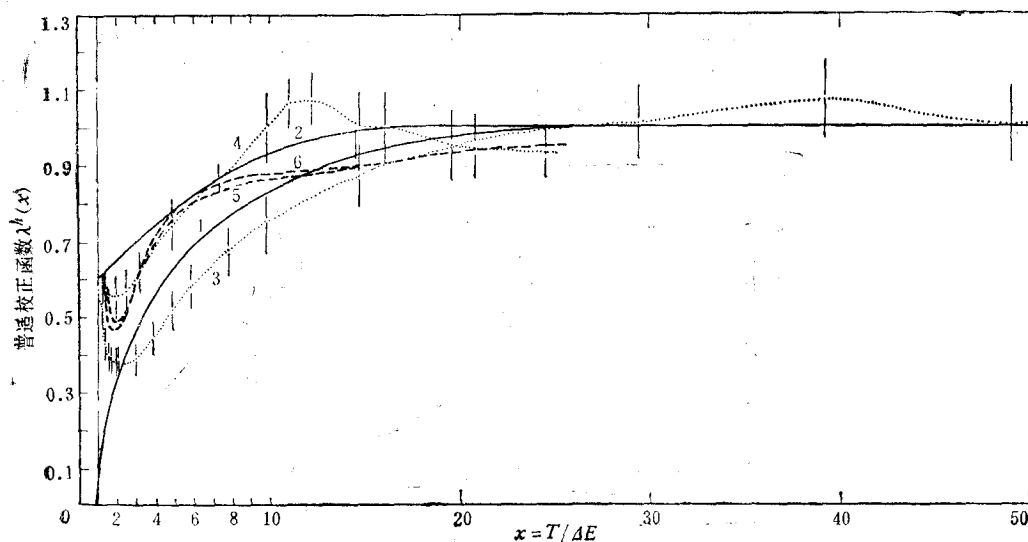


图 2 光学禁戒跃迁的校正函数

1 是推荐为中性原子的普适校正函数; 2 是推荐为离子的普适校正函数; 3 为 H 原子 $1s-2s$ 跃迁的校正函数^[9]; 4 为 He 离子 $1s-2s$ 跃迁的校正函数^[10]; 5 为 H 原子 $1s-3s$ 跃迁的校正函数^[11]; 6 为 H 原子 $1s-4s$ 跃迁的校正函数^[11]

函数 $\lambda^h(x)$, 曲线 2 为离子的普适校正函数 $\lambda^h(x)$, 其精度在 50% 之内. 图 2 中其他曲线即为从实验数据^[9,10]或理论计算^[11]得到的 $\lambda^h(x)$.

由图 2 可见, 当 x 较大时, 有 $\lambda^h(x) \rightarrow 1$. 当 x 变小时, $\lambda^h(x)$ 下降; 在阈值附近, 根据 Wigner 的阈值规则

$$\begin{aligned} k_f \rightarrow 0 & \left\{ \begin{array}{l} k_f^1 \cdots \text{中性原子;} \\ k_f^0 \cdots \text{离子.} \end{array} \right. \end{aligned} \quad (10)$$

其中 k_f 为末态电子的波矢. 所以对中性原子应有 $\lambda(x) \rightarrow 0$, 而对离子, $\lambda(x)$ 应趋向一有限值. 在图 2 中, 对应 H 原子实验值^[9]的 $\lambda^h(x)$ 在阈值处并不趋于零, x 变小时随 x 下降后又上升. 由于 H 原子的 2s 态和 2p 态是简并的, 入射电子的作用使 2s 末态混入一些 2p 态, 以致产生动态诱导偶极矩; 这一偶极矩影响了阈值附近的激发截面. 在阈值附近, 截面的渐近行为应是

$$\begin{aligned} k_f \rightarrow 0 \\ \sigma \propto k_f^\alpha. \end{aligned} \quad (11)$$

其中 α (可能为负值) 与动态诱导偶极矩的大小及入射电子对靶的角动量转移有关. 本文采用的普适校正函数 $\lambda(x)$ 未包含该动态诱导偶极矩的效应.

2) 光学允许跃迁的激发过程

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{4\pi a_0^2}{T/R} \left\{ \left[M_n^2 \ln 4 \frac{(\bar{Q}a_0)^2}{\Delta E/R} x - \left(\frac{M_n^2}{2} + \gamma_n' \right) \frac{1}{x} \right] \lambda^h(x) \cdot I(x - x_c) \right. \\ \left. + (b_n^h - \gamma_n^h/x) \lambda^h(x) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

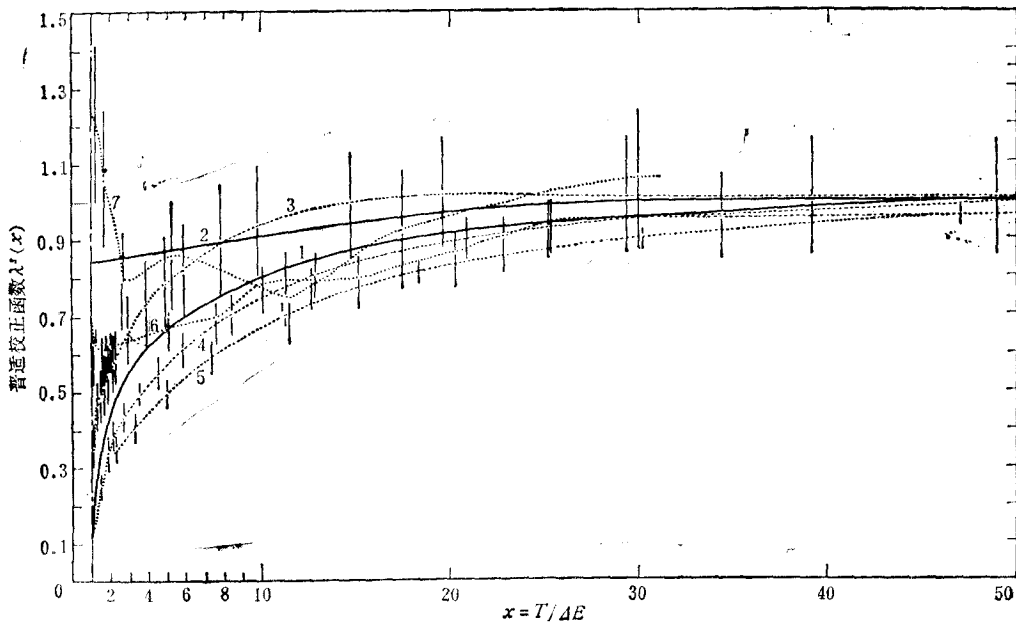


图 3 光学允许跃迁的校正函数

1 是推荐为中性原子的普适校正函数; 2 是推荐为离子的普适校正函数; 3 为 H 原子 $1s \rightarrow 2p$ 跃迁的校正函数^[12]; 4 为 Li 原子 $2s^2S \rightarrow 2p^2P$ 跃迁的校正函数^[13]; 5 为 Na 原子 $3s^2S \rightarrow 3p^2P$ 跃迁的校正函数^[14]; 6 为 Be^+ 离子 $2s^2S \rightarrow 2p^2P$ 跃迁的校正函数^[15]; 7 为 C^{4+} 离子 $2s^2S \rightarrow 2p^2P$ 跃迁的校正函数^[16]

目前存在的实验数据^[12-16]属于“以软碰撞为主”的激发过程。根据这些实验值可以分析校正函数 $\lambda'(x)$ ，如图 3 所示。本文建议以图 3 中的曲线 1 为中性原子的普适校正函数 $\lambda'(x)$ ，以曲线 2 为离子的普适校正函数 $\lambda'(x)$ ，其精度在 50% 之内。图 3 中，当 $x \rightarrow 1$ 时，所有中性原子的 $\lambda'(x)$ 都趋于零，特别是 H 原子 1s—2p 跃迁实验数据导出的 $\lambda'(x)$ 也趋于零；这说明对光学允许跃迁，动态诱导偶极矩的影响不大，因为出射电子波以 p 波为主。对于“硬碰撞”较重要的激发过程，目前存在的实验数据不完备。本文建议采用与 (9) 式相同的普适校正函数 $\lambda^h(x)$ 。普适校正函数 $\lambda'(x)$ ， $\lambda^h(x)$ 可以用 FORTRAN 子程序的形式方便地提供使用。

对入射电子能量为 10, 20, 40 和 54.4 eV 的情况，本文计算了 Na 原子 3s²S—4p²P + 3d²D 的截面。在碰撞激发实验中^[17] 4p²P 能级与 3d²D 能级是难以分辨的。与实验比较，精度高于 50%。对入射电子能量为 10, 20 和 60 eV，目前还存在 Li 原子 2s²S—3p²P 激发以及 2s²S—4p²P 激发截面的实验数据^[18]。在实验上 3p²P 与 3d²D 的能级以及 4p²P 与 4d²D, 4f²F 的能级也是难以分辨的；但文献[18]认为 2s²S—3d²D 以及 2s²S—4d²D 截面的贡献可以忽略。根据本文计算，3d²D 截面和 4d²D 截面均分别比 3p²P 截面及 4p²P 截面大 2—3 倍，并且本文计算的 2s²S—3p²P + 3d²D 截面和 2s²S—4p²P + 4d²D 截面分别与文献[18]测量的 2s²S—3p²P 及 2s²S—4p²P 截面符合在 50% 左右。因此希望实验工作者能进一步加以验证。

三、速 率

在一些应用领域里（如气体放电、激光物理、天体物理等），电子能量不是单色的而是有一定的能量分布，其中一种重要情况就是 Maxwell 分布：

$$f(v^2) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} \cdot v^2. \quad (13)$$

这里 m 为电子质量， T_e 为电子温度， k 为 Boltz-mann 常数。此时重要的物理量是速率系数为

$$R_{nn'} = \frac{\alpha_{nn'}}{N_e} = \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{nn'} v f(v^2) dv, \quad (14)$$

其中 $\alpha_{nn'}$ 即激发速率， N_e 为电子密度。根据细致平衡关系可得到退激发速率为

$$\alpha_{n'n} = \frac{\omega_n}{\omega_{n'}} e^{-\Delta E/kT_e} \cdot \alpha_{nn'}, \quad (15)$$

其中 ω_n ， $\omega_{n'}$ 分别为 n 态及 n' 态的简并度。将第二节中 σ 的表达式代入就得到速率系数的表达式：

1) 光学禁戒跃迁

$$R_{nn'} = 3.2 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{y}{\sqrt{T_e}} (b_n P_1^h(y) - \gamma_n P_2^h(y)), \quad (16)$$

其中 T_e 的单位为 eV， $R_{nn'}$ 的单位为 cm³/s，而

$$y = \Delta E/kT_e, \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 P_1^h(y) &= \int_1^\infty e^{-yx} \cdot \lambda^h(x) dx; \\
 P_2^h(y) &= \int_1^\infty e^{-yx} \cdot \frac{\lambda^h(x)}{x} dx.
 \end{aligned} \quad (18)$$

2) 光学允许跃迁

$$\begin{aligned}
 R_{nn'} &= 3.2 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{y}{\sqrt{T_e}} \left\{ \left[M_n^2 \left(P_1^h(y) \ln 4 \frac{(\bar{Q}a_0)^2}{\Delta E/R} + P_2^h(y) \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \left(\frac{M_n^2}{2} + \gamma_n^i \right) P_3^h(y) \right] + [b_n^h P_1^h(y) - \gamma_n^h P_2^h(y)] \right\}, \quad (19)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 P_1^h(y) &= \int_{x_c}^\infty e^{-yx} \cdot \lambda^h(x) dx; \\
 P_2^h(y) &= \int_{x_c}^\infty e^{-yx} \cdot \lambda^h(x) \ln x dx; \\
 P_3^h(y) &= \int_{x_c}^\infty e^{-yx} \cdot \frac{\lambda^h(x)}{x} dx.
 \end{aligned} \quad (20)$$

P^h , P^i 等函数可以用 FORTRAN 子程序的形式方便地提供使用。

本文计算的速率系数与推荐的速率系数^[19]比较, 误差一般在 50% 之内。图 4 所示为 C^{+3} 离子 $2s^2S-3d^2D$ 激发速率系数的比较。

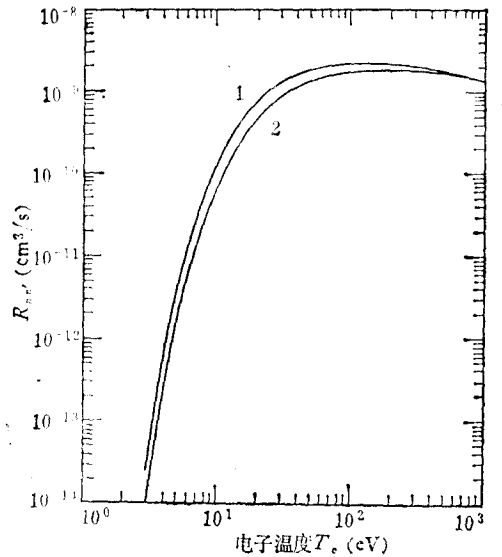


图 4 C^{+3} 离子 $2s^2S-3d^2D$ 激发的速率系数, 1 为推荐值^[19]; 2 为本文计算

四、Bethe 物理参数组

电子碰撞激发截面已归结为准普适的校正函数 $\lambda(x)$ 和代表靶原子 (或离子) 的 Bethe 物理参数组, 这些参数通常具有明确的物理意义。例如, M_n^2 正比于光学振子强度

而 \bar{Q} 相当于某种平均的动量转移, 等等. 若考虑到各种激发态及各种电离度, 则这些数据是非常大量的. Bethe 物理参数组具有下列两个重要性质, 这些性质有助于系统地掌握这样大量的数据.

1) Bethe 物理参数组在每个通道内变化的规律. 广义振子强度密度在靶原子或离子激发的每个通道内是激发能的连续函数^[7]. 对单通道的束缚态, 其态密度 N_n^2 可写为^[7,20]:

$$N_n^2 = (n - \delta)^3 + \frac{d\delta}{d\varepsilon}, \quad (21)$$

其中 n 为主量子数, δ 为量子数亏损, $\varepsilon = \varepsilon/q^2$, q 为电离度加 1, ε 为轨道能. (21) 式的定义实际上是真实的态密度 $dn/d\varepsilon$ 乘以 q^2 , 这样就扣除了随电离度明显变化的部分. 利用 N_n^2 可以将线性依赖于广义振子强度的量, 如 b_n 等, 转换为相应的密度:

$$\frac{dM^2}{d\varepsilon} = N_n^2 \cdot M_n^2; \quad (22)$$

$$\frac{d\gamma}{d\varepsilon} = N_n^2 \cdot \gamma_n; \quad (23)$$

$$\frac{db}{d\varepsilon} = N_n^2 \cdot b_n. \quad (24)$$

它们也是激发能的连续函数. 图 1 已展示了 Na 原子 $3s^2S-ep^2P$ 激发通道的变化. 图

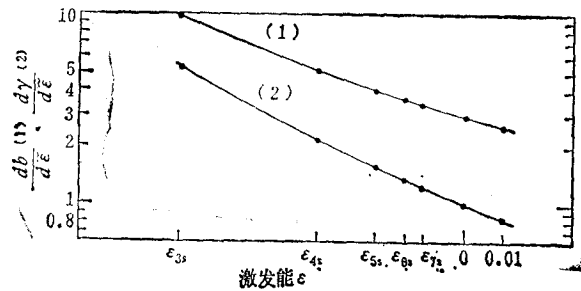


图 5 Li 原子 $2s^2S-\varepsilon s^2S$ 通道的 Bethe 物理参数组

5 画出了 Li 原子 $2s^2S-\varepsilon s^2S$ 通道的变化. 由于这些参数在每个通道中随激发能连续、光滑地变化, 可以方便地得到一个通道内无限个激发末态的截面.

2) 等电子系列离子的 Bethe 物理参数组的准标度关系. 对原子序数为 Z 的类氢离子, 设 $\Delta\varepsilon = \Delta E/Z^2$, $\tilde{Q} = Q/Z$, 则当 $\Delta\varepsilon$ 和 \tilde{Q} 相同时, 所有不同原子序数 Z 的类氢离子的广义振子强度密度都相同; 即存在共同的广义振子强度密度函数 $df(\Delta\varepsilon, \tilde{Q})/d\varepsilon$, 此即标度关系. 对非类氢离子, 将能量转移 ΔE 和动量转移 Q 分别用 q^2 和“有效原子序” Z_{eff} 标度, 即

$$\Delta\varepsilon = \Delta E/q^2; \quad (25)$$

$$\tilde{Q} = Q/Z_{\text{eff}}, \quad (26)$$

其中 Z_{eff} 的定义为

$$\varepsilon_{nl} = -Z_{\text{eff}}^2/2n^2. \quad (27)$$

则等电子系列离子的广义振子强度密度在乘以较正因子 Z_{eff}^2/q^2 之后, 其值对相同的 $\Delta\varepsilon$

和 \tilde{Q} 是彼此接近的^[8]; 换言之, 存在几乎共同的广义振子强度密度函数

$$(Z_{\text{eff}}^2/q^2) \cdot \frac{df(\Delta\tilde{\epsilon}, \tilde{Q})}{d\tilde{\epsilon}},$$

此即准标度关系。光学振子强度密度也具有类似的准标度关系。根据 Bethe 物理参数组的定义和以上准标度关系, 可知 Bethe 物理参数组的准标度关系为

$$\frac{dM^2}{d\tilde{\epsilon}} \propto Z_{\text{eff}}^{-2}, \quad (28)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tilde{\epsilon}} \propto Z_{\text{eff}}^{-4} \cdot q^{+2}, \quad (29)$$

$$\frac{db}{d\tilde{\epsilon}} \propto Z_{\text{eff}}^{-2}, \quad (30)$$

$$\tilde{Q} \propto Z_{\text{eff}}. \quad (31)$$

图 6 画出了标度后的参数, 它们随 $1/Z$ 连续、平滑的变化。这样就可以掌握各种电离度

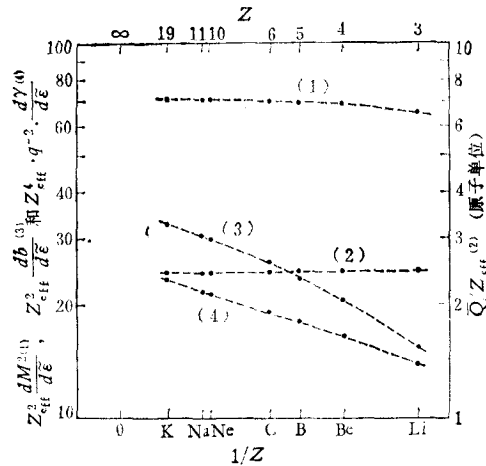


图 6 类 Li 离子的 Bethe 物理参数组 已经标度

的靶离子的 Bethe 物理参数组。

感谢本课题组内同志们提供的帮助; 感谢物理研究所计算技术实验室和中国科学院计算中心同志们的帮助。

参 考 文 献

- [1] C. E. Barnett, J. A. Ray, E. Ricci, M. I. Wilker, E. W. McDaniel, E. W. Thomas and H. B. Gilbody, Atomic Data for Controlled Fusion Research, vol. 1 and 2, National Technical Information Service, U. S. A., ORNL-5206 and ORNL-5207, (1977); Y. Itikawa and T. Kato, Empirical Formulas for Ionization Cross Section of Atomic Ions for Electron Collisions—Critical Review with Compilation of Experimental Data, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Japan. IPPJ-AM-17, (1981); W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon, Atomic Transition Probabilities, vol. 1 and 2, National Bureau of Standard, U. S. A., NSRDS-NBS4 and NSRDS-NBS22, (1966); E. W. McDaniel, *et al.*, Compilation of Data Relevant to Nuclear Pumped Lasers, vol. 1—5, High Energy Laser Laboratory, U. S. A., Technical Report, H-78-1, (1979).

- [2] Y. Itikawa, K. Takayanagi and T. Iwai, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **31** (1984), 215.
- [3] 李家明, 物理学报, **29**(1980), 419.
- [4] H. A. Bethe, *Ann. Physik*, **5**(1930), 325.
- [5] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.*, **43**(1971), 279.
- [6] H. Van. Regemorter, *Astrophys. J.*, **136** (1962), 906.
M. J. Seaton, *Atomic and Molecular Process*, (1962), 374.
- [7] 田伯刚、李家明, 物理学报, **33**(1984), 1401.
- [8] 潘晓川、李家明, 物理学报, **34**(1985), 1500.
- [9] W. F. Kauppila and W. L. Fite, *Phys. Rev.*, **A1** (1970), 1099.
- [10] K. T. Dolder and B. Peart, *J. Phys.*, **B6** (1973), 2415.
- [11] M. R. C. McDowell, L. A. Moygan and V. P. Myerscough, *J. Phys.*, **B6**(1973), 1435.
- [12] W. L. Fite and R. T. Brackmann, *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1151; **116** (1959), 356.
- [13] D. Leep and A. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A10** (1974), 1082.
- [14] E. A. Enemark and A. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A6** (1972), 192.
- [15] M. A. Hayes, D. W. Norcross, J. B. Mann and W. D. Robb, *J. Phys.*, **B10** (1977), L429.
- [16] P. O. Taylor, D. Gregory, G. H. Daun R. A. Phaneuf and D. H. Crandall, *Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977), 1256.
- [17] S. K. Srivastava and L. Vuskovic, *J. Phys.*, **B13** (1980), 2633.
- [18] W. Williams, S. Trajmar and D. Bozini, *J. Phys.*, **B9**(1976), 1529.
- [19] Y. Itikawa, S. Hara, T. Kato, S. Nakazaki, M. S. Pindzola and D. H. Grandall, Recommended Data on Excitation of Carbon and Oxygen Ions by Electron Collisions, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Japan, IPPJ-AM-27, (1983).
- [20] 李家明, 物理学报, **32**(1983), 84.

ELECTRONIC IMPACT EXCITATION CROSS SECTIONS AND RATES (I) SPIN ALLOWED EXCITATION PROCESSES

TIAN BO-GANG IJI JIA-MING
(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Based on two properties of the generalized oscillator strength densities: (1) continuity in an excitation channel and (2) quasiscaling relation along an isoelectronic sequence, the corresponding parameters in the Bethe's formula (namely the Bethe's physical parameter set) have similar behaviors. According to the Bethe's formula, excitation cross sections for spin allowed processes can be easily calculated in terms of the Bethe's physical parameter set which characterizes the excitations of target atoms. In the present article, we introduce corrected functions defined as the ratios between the exact cross sections and the Bethe's cross sections. The corrected functions reveal a nice universal scaling feature within 50%. Thus, various cross sections as well as rates, which correspond to electron impact excitations from an initial state to infinite final states—forming a so called "excitation channel", can be obtained conveniently.