

碰撞辐射稳态等离子体电荷态分布的一种扩展模型*

段耀勇 郭永辉 邱爱慈 吴刚

(西北核技术研究所, 西安 710024)

(2009 年 8 月 21 日收到; 2009 年 10 月 27 日收到修改稿)

通过等离子体中离子激发-退激发平衡关系, 构造一种离子激发组态之间满足的非 Boltzmann 分布, 利用这个分布作为权函数对原子过程速率系数进行平均, 构造出一个扩展的碰撞辐射稳态模型. 利用该模型计算从低 Z 到高 Z 元素等离子体平均离子电荷随电子温度的变化. 进而研究非 Boltzmann 分布对平均电离度和激发组态相对密度的影响. 结果表明, 它对相对激发组态密度的影响非常显著.

关键词: 扩展的碰撞辐射稳态, 概率分布, 能级动理学

PACC: 5225, 5225D

1. 引 言

实验室等离子体绝大部分处于非局部热力学平衡状态, 对磁约束聚变等离子体、激光等离子体以及 Z 箍缩等离子体的辐射诊断工作, 都需要研制相应的非局部热力学平衡 (NLTE) 等离子体能级布居动理学程序. 定量计算 NLTE 等离子体原子能级布居是理解和诊断等离子体辐射性质的关键组成部分^[1]. 只有在确定能级布居之后, 才能计算 NLTE 条件下等离子体的发射系数和吸收系数, 才有可能定量解释 NLTE 等离子体的发射谱.

非局部热力学平衡条件下, 求解等离子体能级布居的困难主要表现在动理学方程组涉及大量的原子结构和原子过程. 必须由原子结构程序或数据库提供原子结构参数; 必须给出方程组中电子与原子的碰撞激发与退激发、电子碰撞电离和三体复合、辐射跃迁和辐射复合等典型原子过程的速率系数. 近年来国际上组织过数次 NLTE 布居动理学专题研究^[2-5], 目的是通过一些典型例子对 NLTE 动理学代码进行比较和验证. 从比较的结果看, 对结构简单的低 Z 元素等离子体, 平均电离度计算的结果逐渐趋于一致. 但对高 Z 元素构成的等离子体, 不仅离子电荷态的分布差别大, 就是平均电离度这样的平均量, 差别仍然是明显的^[5].

鉴于等离子体动理学方程的复杂性, Salzman 提出一种简化一般碰撞辐射稳态模型求解的思路^[6]: 在给定的离子态内, 假设激发态密度之比为某种事先给定的概率, 以此概率为权重定义原子过程速率的平均系数, 将原始的能级布居方程组简化为 NLTE 电离复合平衡方程组. 我们根据这条简化思路建立了一个简单的碰撞辐射稳态模型^[7] (CRSS), 其中假设了在电离度确定的离子中各离子组态数密度满足 Boltzmann 分布. 本文从激发-退激发平衡方程出发, 导出在离子电荷确定下各激发组态 (包括基组态) 之间的数密度分布, 在此基础上构造新的概率分布函数, 再将这个概率作为权重函数构造意义更普遍的扩展碰撞辐射稳态模型 (EXCRSS). 这个模型在自由电子数密度很高、或者辐射自发跃迁与电子碰撞退激发速率系数之比很小的情况下自动还原到 CRSS 模型.

由于 CRSS 不涉及到激发-退激发过程, 我们在 EXCRSS 中需要处理与这些速率系数相关的计算问题, 本文对这些激发-退激发速率系数的具体计算进行了介绍. 在建立模型之后, 计算了一些典型元素等离子体的平均电离度随电子温度的变化, 并与 NLTE-4 提供的结果^[5] 进行比对. 同时从数值上比较了当前模型与以前模型的差异. 希望在这个模型的基础上能够粗略估算 NLTE 等离子体的发射率和吸收系数等, 用来分析 Z 箍缩实验测量的典型可

* 国家自然科学基金 (批准号: 50637010, 10635050, 10905047) 资助的课题.

通讯联系人. E-mail: gyh661012@163.com

分辨谱线的相对强度, 协助诊断“强光一号”上进行的 Z 箍缩实验^[8,9].

2. 碰撞辐射稳态模型的推广

从一般稳态能级布居动力学方程组出发, 推导碰撞辐射稳态模型, 并说明 CRSS 与其他模型的关系. 选择求解的对象是具体组态的数密度, 忽略具体组态下各能级的差别, 这样就使求解的未知量个数得到控制. 一般稳态能级布居方程组为 (cgs 单位制, 能量和温度单位是 eV)^[6]

$$\begin{aligned}
 & N_{,m} \sum_{m < m'} R^{(v)}(, m', m) + n_e N_{,m} \sum_{m < m'} R^{(d)}(, m', m) \\
 & + \sum_{m > m'} R^{(v)}(, m, m') + \sum_{m > m'} D(, m, m') \\
 & + n_e^2 N_{,m} \sum_{m < m'} R^{(3)}(, m', m) \\
 & = \sum_{m > m'} N_{,m} A(, m, m') + n_e \sum_{m < m'} N_{-1, m} I \\
 & \times (, m, m') + \sum_{m < m'} N_{+1, m} \\
 & \times [R^{(v)}(, m, m') + R^{(d)} \\
 & \times (, m, m')] + \sum_{m < m'} N_{,m} \\
 & \times (, m, m') + \sum_{m > m'} N_{,m} D(, m, m') \\
 & + n_e^2 \sum_{m < m'} N_{+1, m} R^{(3)}(, m', m), \quad (1)
 \end{aligned}$$

$m = 0, 1, \dots, Z - 1$, $l = \pm 1$,
 $m = 1, \dots, M$, $m' = 1, \dots, M$,
 方程(1)中, l 表示原子被电离掉的电子个数, M 对应的是 l 确定后用组态表示的最大状态数. m, m' 是基组态或激发组态量子数组的缩写符号 ($m=1$ 表示基组态, $m=2$ 表示第 1 激发组态, 如此类推). 电离度 l 、各壳层电子量子数及电子填充数共同确定某个离子状态. $N_{,m}$ 表示 l, m 确定后的离子数密度, n_e 表示自由电子数密度. $A(, m, m')$ 是激发态自发衰变速率系数, 对应于离子从态 m 到 m' 的衰变速率. 各种速率系数中“ l ”表示变化方向, 该符号的左边表示离子初态, 右边表示离子末态. $I(, m, m')$ 表示电子碰撞电离速率系数, $R^{(v)}(, m, m')$ 描述辐射复合速率系数, $R^{(d)}(, m, m')$ 是双电子复合速率系数, $R^{(3)}(, m, m')$ 是

电子碰撞激发速率系数, $D(, m, m')$ 是电子碰撞退激发速率系数. 左边最后一项 $R^{(3)}(, m, m')$ 是三体复合速率系数. 方程(1)左边表示单位时间、单位体积内离子从当前状态 $(, m)$ 变化到其他状态的个数, 方程(1)的右边表示单位时间、单位体积内离子从其他状态变化到当前状态 $(, m)$ 的离子个数. 电离度为 l 的离子数密度为 $N = \sum_{m=1}^M N_{,m}$. 粒子数守恒就表示为

$$n_l = \sum_{m=0}^{Z-1} N, \quad (2)$$

其中 $n_l = \frac{Z-l}{m_l A}$ 表示单位体积内的核数. m_l 是平均核子质量, A 是核子数, Z 是原子序数, l 是等离子体质量密度. 电荷守恒表示为

$$n_e = \sum_{m=0}^{Z-1} N, \quad (3)$$

方程(1) — (3) 构成稳态等离子体能级布居的一般方程组, 其中考虑了决定能级布居的主要原子过程. 求解一般能级动力学方程组很困难, 一方面在物理上要具备大量的各种速率系数; 数学方面必须求解大型非线性代数方程组. 此外, 每个离子有无穷个激发组态, 必须选取有限激发组态才能实际求解. 本模型中组态数目的限制, 则由选取的原子(离子)结构模型确定.

由于方程(1)中自发辐射衰变、电子碰撞激发和退激发等过程并不直接改变离子的电荷状态. 如果忽略掉这些过程, 由一个事先假设的概率 $P_{,m} = N_{,m} / N$ (这个分布与激发 - 退激发过程有关), 得到 $N_{,m} = NP_{,m}$, 代入方程(1), 再对指标 m 和 m' 求和, 就得到碰撞辐射平衡的电离复合方程组^[6],

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{+1}}{N} &= \frac{I(, +1)}{R^{(2)}(, +1) + n_e R^{(3)}(, +1)}, \\
 &= 0, 1, \dots, Z - 1, \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中平均速率系数被定义为对初态平均(权重为 $P_{,m}$) 和对末态求和(x 可以表示 $r, d, 2$, 或 3),

$$\begin{aligned}
 R^{(x)}(, -1) &= \sum_{m=1}^M \sum_{m'=1}^M P_{,m} R^{(x)} \\
 &\times (, m, m'), \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R^{(2)}(, m, m') &= R^{(v)}(, m, m') \\
 &+ R^{(d)}(, m, m'), \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$I(\dots + 1) = \prod_{m=1}^M P_{,m} I \times (\dots, m \dots + 1, m). \quad (7)$$

在低密度条件下, 如果忽略方程(4)中三体过程, 就得到适合于低密度等离子体的电晕平衡(CE)模型; 在高密度的情况下, 如果忽略(4)中 $R^{(2)}$, 由于碰撞电离和三体复合是互逆过程, 通过细致平衡原理, 方程(4)就是高密度条件下满足局部热力学平衡要求的 Saha 方程.

方程(4)求解的前提条件是, 必须从别的物理原理或近似得到概率 $P_{,m}$, 否则方程(4)的求解与方程(1)等价, 只是形式上的改变. 在以前的模型中^[7]假设概率分布 $P_{,m} = N_{,m}/N$ 满足 Boltzmann 分布, 不涉及激发-退激发过程. 本文从激发-退激发平衡关系出发重新确定这个分布. Sobelman^[10]讨论偏离 Boltzmann 分布时引入了下面的近似平衡关系式:

$$N_{,m} n_e (\dots, m \dots, m; T) = N_{,m} n_e D(\dots, m \dots, m; T) + N_{,m} A(\dots, m), \quad (8)$$

$$A(\dots, m) = \prod_{m < m} A(\dots, m \dots, m). \quad (9)$$

(8)式左边表示电子碰撞激发, 右边第一项是电子碰撞退激发, 右边第二项涉及激发组态的辐射跃迁. (9)式中 $A(\dots, m \dots, m)$ 表示组态自发辐射跃迁的速率. 根据细致平衡原理, 由(8)式导出,

$$\frac{N_{,m}}{N_{,m}} = \frac{g_{,m}}{g_{,m}} \cdot \frac{\exp(- (E_{,m} - E_{,m}) / T)}{1 + S(\dots, m \dots, m; T)}, \quad (10)$$

其中

$$S(\dots, m \dots, m; T) = \frac{A(\dots, m)}{n_e D(\dots, m \dots, m; T)}, \quad (11)$$

$$g_{,m} = \prod_k \frac{[2(2l_k + 1)]!}{w_k! (4l_k + 2 - w_k)!} \quad (12)$$

上式中 $g_{,m}$ 是组态简并度, $E_{,m}$ 表示电离度为 \dots 的离子的第 m 个组态的总能量, T 是电子温度. (12)式中 l_k 表示 k 壳层角动量量子数, w_k 是第 k 壳层束缚电子填充数. 反复利用(10)式, 就求出了新的概率分布函数

$$P_{,m} = \frac{N_{,m}}{\prod_m N_{,m}} = \frac{g_{,m} \exp[- (E_{,m} - E_{,1}) / T]}{g_{,1} [1 + S(\dots, m \dots, 1; T)]}, \quad (13)$$

其中

$$P = 1 + \frac{g_{,2} \exp[- (E_{,2} - E_{,1}) / T]}{g_{,1} [1 + S(\dots, 2 \dots, 1; T)]} + \dots + \frac{g_{,M} \exp[- (E_{,M} - E_{,1}) / T]}{g_{,1} [1 + S(\dots, M \dots, 1; T)]}. \quad (14)$$

在自由电子数密度 n_e 很高, 或者辐射自发退激与电子碰撞退激发之比 $A(\dots, m) / D(\dots, m \dots, m; T)$ 很小的情况下, (11)式中偏离因子 $S(\dots, m \dots, m; T)$ 趋于0, 这时(13)式还原到由 Boltzmann 分布导出的概率. 因此, 这种分布其实是计入电子密度效应的一种近似方式, 而 Boltzmann 分布是高电子密度下的极限.

原子结构参数、电离速率系数以及复合速率系数与 CRSS^[7]完全相同. 为了节省篇幅, 这里只作简要交代. 为了计算原子结构参数, 采用 Faussurier 等为聚变等离子体研发的一类氢模型^[11], 该模型考虑了轨道量子数 l 引起的原子能级分裂, 拟合了数据库中 15000 多个电离势和激发能数值, 能够对高 Z 元素等离子体结构参数进行快速计算. 选取半经验的 Lotz 拟合式^[6]来计算电子碰撞电离的速率系数, 而三体复合速率系数根据细致平衡原理得到. 模型中辐射复合速率系数采用了经典 Kramers 公式^[12], 双电子复合采用便于应用的 Burgess 拟合式^[10, 12].

3. 激发-退激发速率系数的快速计算

由于本模型中涉及的激发-退激发速率系数在 CRSS^[7]中不存在, 当前模型需要这些速率系数, 下面就介绍计算这些速率系数的一些细节. 由下式计算吸收振子强度^[13]:

$$f(\dots, m(nl) \dots, m(nl)) = \frac{2}{3} \frac{E_{,m; \dots, m}}{E_{,m; \dots, m}} \times \frac{l+1}{2(2l+1)} R_{nl, n1}^2, \quad (l = l \pm 1). \quad (15)$$

上式中下标 $m(nl)$ 强调振子强度是针对真实能级的, (nl) 和 $(n1)$ 符号说明跃迁电子初、末态对应的主量子数和轨道角动量量子数. $E_{,m; \dots, m} = E_{,m} - E_{,m}$ 是跃迁能量(原子单位). $R_{nl, n1}$ 是与跃迁电子径向波函数有关的积分. 径向积分采用 D'yachkov 等开发的半经典方法(WKB)^[14, 15]. 一般而言, WKB 方法计算结果的精度要优于类氢波函数法^[13]. 积分所需的跃迁电子初、末态能量以及相应量子数由原子结构模型提供. 在实际计算中发现, 若仅仅利用

D'yachkov等取中间过渡轨道量子数办法,对某些跃迁无法计算该方法中所需的经典椭圆轨道偏心率.如果在 D'yachkov 等的近似失效时再由 Davydkin 等以及 Naccache 采用的近似进行补救^[15],就能顺利地各种情况下的计算.

因为本文的理论框架建立在组态概念之上,通过 Rose 在 GALAXY 代码中采用的转换办法^[16],将针对能级的振子强度近似为组态平均的振子强度,

$$f(l, m, m) = W_{m(nl)} \left[1 - \frac{W_{m(nl)}}{2(2l+1)} \times f(l, m(nl), m(nl)) \right], \quad (16)$$

这等价于对初态壳层填充电子求和,同时计入末态壳层电子填充引入的概率($W_{m(nl)}$ 是电离度为 l 离子的第 m 组态 (nl) 壳层中电子填充数).下面在各种激发-退激发速率系数中将针对能级的公式直接转换成组态平均的形式.自发衰变速率的表达式为

$$A(l, m, m) = 4.34 \times 10^7 (E_{l,m;m})^2 \frac{g_{l,m}}{g_{l,m}} \times f(l, m, m). \quad (17)$$

采用 Van Regemorter 拟合式计算电子碰撞激发速率系数^[10],

$$(l, m, m; T) = 3.2 \times 10^{-7} \left(\frac{Ry}{T}\right)^{3/2} f(l, m, m) \times \frac{\exp(-y)}{y} G(y), \quad (18)$$

$$y = \frac{E_{l,m;m}}{T},$$

$$G(y) = \begin{cases} 3E_1(y)/2, & y \leq 0, \\ 0.2000, & y > 1, \end{cases} \quad (19)$$

其中 $G(y)$ 在文献[10]中有插值公式可用.(19)式中 $E_1(y)$ 是指数积分,文献[12]给出了它的函数近似拟合式.

根据细致平衡原理,从(18)式得电子碰撞退激发速率

$$D(l, m, m; T) = \frac{g_{l,m}}{g_{l,m}} \exp\left(-\frac{E_{l,m;m}}{T}\right) \times (l, m, m; T). \quad (20)$$

这些激发和退激发速率计算出来之后,再代入(10)和(11)式,即完成这个模型所需的速率系数计算工作.

4. 数值结果的比较和分析

根据第4次 NLTE 动理学专题提供的数据^[5],分别对碳、铁、锡和金等离子体平均电离度随电子温度的变化进行计算.文献[5]列出了当前世界上约20个代码计算的结果(文献[5]只是将所有参与数值对比的结果以绘图的形式给出,一概不区分各种数值结果对应的具体计算代码名称,在下面各图中用文献[5]来标记取出的数据的来源).由于各种代码计算结果差别明显,提取数据时选取两个极端结果和一个处于中间的结果,将这些结果与本简化模型结果进行比对(分别见图1—5).各图中以 EXCRSS 标识的是本文扩展碰撞辐射稳态模型的结果.

图1 在 $n_e = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 条件下 C 离子平均电荷随电子温度的变化

图2 在 $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 条件下 Fe 离子平均电荷随电子温度的变化

从图1—4的数据对比来看,在平均电离度计算

图3 在 $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 条件下 Sn 离子平均电荷随电子温度的变化

图4 在 $n_e = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 条件下 Au 离子平均电荷随电子温度的变化

方面,本模型得到的结果基本上与其他程序计算的数据接近.一般而言束缚电子越多,离子结构越复杂,结果差异就越大,例如图4中金等离子体平均电离度,不同程序的对应数值之差大于10.在前几次NLTE专题数据比较中,也有类似现象,只是近年来这种差别才逐渐缩小.在接近于热力学平衡条件下,不同计算结果的差异主要反映了模型所采用的原子结构模型的差别.图5为金等离子体在 $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T = 2000 \text{ eV}$ 条件下各种电离度的离子所占百分比.EXCRSS给出的峰值位置与其他程序计算差别不大,但电荷分布的范围比其他程序的结果要宽.形成这种现象的主要原因是,本模型使用的辐射复合和双电子复合速率系数可能过大,使得相邻电荷态的离子数密度比值(见(4)式)变小,这样就会出现较平滑的分布.如果3种复合速率系数中只保留三体复合1项,则离子数密度分布范围变窄,

但平均电离度会过大.

图5 金等离子体在 $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T = 2000 \text{ eV}$ 条件下各电荷态离子的相对百分比

下面以碳元素等离子体为例,研究EXCRSS与CRSS计算结果的差异.从(13)式可以看出,它们之间的差异应当在自由电子密度较低时得到反映.图6对应于自由电子密度小(10^7 cm^{-3})的平均电离度数据,图7是自由电子密度大(10^{19} cm^{-3})的相应数据.从图6,图7可以明显看到,在自由电子密度小的情况下(图6),EXCRSS结果明显与CRSS的结果分离;在自由电子密度很大的情况下(图7),两个模型的计算结果基本相同.在自由电子密度小的情况,偏移因子 S (见(11)式)较大,对概率分布函数(见(13)式)的影响明显;相反的情形下, S 远小于1,对概率分布的影响可忽略.

图6 在 $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 条件下,EXCRSS和CRSS计算出的碳等离子体平均电离度的比较

虽然引入非 Boltzmann 分布对平均电离度的计算有一定的影响,但影响有限.最重要的影响应当体现在相同电荷态离子中不同激发组态数密度的

图 7 在 $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 条件下 C 等离子体平均电离度随电子温度的变化

相对大小上. 由于在分析等离子体谱线强度中, 发射谱的线强度正比于谱线对应的上能级离子的数密度, 所以这样的细致物理量显得尤其重要. 为了突出这个效应, 在图 8 和图 9 中给出了两个模型对 C^{3+} 离子各激发组态数密度的相对值(为了方便比较, 将占主要份额的基组态 $m=1$ 剔除, 然后对各激发组态数密度归一化), 计算均在自由电子密度 $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 、电子温度 $T=7 \text{ eV}$ 的条件下(参照图 6 的条件)进行. 在激发组态数密度之间满足 Boltzmann 分布的情况下(CRSS 模型所采用), 由于 Boltzmann 分布为带权重的指数分布, 所以第 1 激发组态(图 8 中的 $m=2$) 占绝对优势(对数坐标). 而在非 Boltzmann 分布的 EXCRSS 模型中, 占最大份额的激发组态是第 4 激发组态(图 9 中的 $m=5$). 两者计算的激发组态分布完全不同, 尽管它们的平均电离度差别不大(见图 6). 图 10 是自由电子密度高的

图 8 在 $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $T=7 \text{ eV}$ 条件下 CRSS 计算的 C^{3+} 离子各激发组态数密度的相对值

情况下(参照图 7 的条件)电离度为 3 的碳离子各激发组态相对值, 由于这时自由电子密度高, 偏离因子 S 很小, 这时 EXCRSS 与 CRSS 计算出的各激发组态差别也很小, 基本上为指数分布. 图 8—10 中的“局部震荡”是离子组态简并度的周期变化引起的现象, 从左到右中各峰值的全局变化趋势是概率分布的体现.

图 9 在 $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $T=7 \text{ eV}$ 条件下 EXCRSS 计算的 C^{3+} 离子各激发组态数密度的相对值

图 10 两种模型在 $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T=7 \text{ eV}$ 条件下 C^{3+} 离子各激发组态相对数密度的比较

5. 结论和讨论

本文建立的模型是 CRSS 模型的一个自然推广, 关键点是根据激发-退激发平衡关系, 在激发组态(包括基组态)之间构造一个非 Boltzmann 分布, 借此构造碰撞辐射稳态模型中一种新的概率分布. 同时还介绍了快速计算相关原子过程参数的方法和一些计算经验, 并利用该模型建立的程序对低 Z 到高 Z 元素等离子体平均电离度进行计算. 与其他

程序计算结果的比较表明, 本文建立的模型具有可接受的精度, 而其复杂程度与一般模型^[17-19]相比则简单得多. 简单模型使用方便, 可用于 NLTE 等离子体中一些物理量的粗略估算. 进一步通过具体算例研究了新的概率分布对平均电离度的影响, 特别是对激发组态相对分布的影响. 在自由电子数密度很低的情况下, 非 Boltzmann 分布对等离子体平均电离度有些微的影响, 而对组态数密度相对分布的影响则很大. 如果我们主要关心诸如电离度这样的平均量, 则何种概率分布对最终结果影响不大, 例如对等离子体连续谱的计算. 如果关注谱线强度, 则具体概率分布就显得重要.

本文认为下面两点需要深入研究. 第一, 电离复合方程组中双电子复合速率系数很难定量确定, 使用的拟合式^[10]较为粗略. 具体计算中需要各种材

料、各种电离态下各种具体能级跃迁对应的复合系数^[20], 在 NLTE-4 代码比较的总结中特别强调需要独立地研究这个问题^[5]. 高温等离子体中双电子复合是主要的离子复合过程之一, 在确定电离-复合平衡方面特别重要. 第二, 碰撞稳态模型的关键想法是将激发-退激发过程与电离-复合过程进行分离处理, 激发与退激发对电离与复合的作用通过某种概率分布函数以间接的方式来计入. 在激发-退激发方程组中包含更多的激发-退激发过程, 可以构造出更一般的概率分布. 例如强的外部辐射环境下, 在激发-退激发方程组中包括辐射激发就是一种更广泛的扩展.

感谢北京应用物理与计算数学研究所颜君研究员提供的帮助.

-
- [1] Fang Q Y, Yan J 2006 *The Theory of Atomic Structure, Collisions and Spectra* (Beijing: Publishing House of National Defence Industry) p401 (in Chinese) [方泉玉、颜 君 2006 原子结构、碰撞与光谱理论 (北京: 国防工业出版社) 第 401 页]
- [2] Lee R W, Nash J K, Ralchenko Y 1997 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58** 737
- [3] Bowen C, Decoster A, Fontes C J, Fournier K B, Peyrusse O, Ralchenko Y V 2003 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **81** 71
- [4] Bowen C, Lee R W, Ralchenko Y 2006 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **99** 102
- [5] Rubiano J G, Florido R, Bowen C, Lee R W, Ralchenko Y 2007 *High Energy Density Physics* **3** 225
- [6] Salzmann D 1998 *Atomic Physics in Hot Plasmas* (Oxford: Oxford University Press) p129
- [7] Duan Y Y, Guo Y H, Qiu A C, Kuai B 2009 *Plasma Science and Technology* **11** 1
- [8] Qiu A C, Kuai B, Zeng Z Z, Wang W S, Qiu M T, Wang L P, Cong P T, Lv M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5917 (in Chinese) [邱爱慈、蒯 斌、曾正中、王文生、邱孟通、王亮平、丛培天、吕 敏 2006 物理学报 **55** 5917]
- [9] Ning C, Ding N, Yang Z H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 338 (in Chinese) [宁 成、丁 宁、杨震华 2007 物理学报 **56** 338]
- [10] Sobelman I I, Vainstein L 2006 *Excitation of Atomic Spectra* (Oxford: Alfa Science Internal Ltd) p6
- [11] Faussurier G, Blancard C, Decoster A 1997 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58** 233
- [12] Pal ' chikov V G , Shevelko V P 1995 *Reference Data on Multicharged Ions* (Berlin: Springer-Verlag) p125
- [13] Nikiforov A F, Novikov V G, Uvarov V B 2005 *Quantum-Statistical Model of Hot Dense Matter* (Basel: Birkhauser Verlag) p59
- [14] D 'yachkov L G, Pankratov P M 1991 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** 2267
- [15] D 'yachkov L G, Pankratov P M 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 461
- [16] Rose S J 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 2129
- [17] Bar-Shalom A, Oreg J, Klapisch M 1997 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58** 427
- [18] Wu Z Q 2002 *Nuclear Physics Review* **19** 161 (in Chinese) [吴泽请 2002 原子核物理评论 **19** 161]
- [19] Zhang H, Cheng X L, Yang X D, Xie F J, Zhang J Y, Yang G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3098 (in Chinese) [张 红、程新路、杨向东、谢方军、张继彦、杨国洪 2003 物理学报 **52** 3098]
- [20] Kallman T R , Palmeri P 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 79

An extended model for ion charge state distribution of plasmas in collisional radiative steady state^{*}

Duan Yao-Yong Guo Yong-Hui Qiu Ai-Ci Wu Gang

(*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

(Received 21 August 2009; revised manuscript received 27 October 2009)

Abstract

A non-Boltzmann distribution is constructed in terms of ion excitation-deexcitation equilibrium in plasmas, over which the rate coefficients of atomic processes are averaged, and an extended numerical model for charge state distribution of plasmas in collisional radiative steady state is established. The model is used to compute mean ion charge for various plasmas, ranging from low Z to high Z elements, as a function of electron temperature and density. Furthermore, the effects of non-Boltzmann distribution on mean ion charge and ion excited configuration population are investigated. The results show that the ion excited configuration population is evidently affected by the non-Boltzmann distribution.

Keywords: extended collisional radiative steady state, probability distribution, level kinetics

PACC: 5225, 5225D

* Projected supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50637010, 10635050, 10905047).

Corresponding author: E-mail: gyh661012@163.com