

# 平均原子模型中谱线位置偏移对辐射 不透明度的影响<sup>\*</sup>

马 文 靳奉涛 袁建民<sup>†</sup>

(国防科学技术大学物理系,长沙 410073)

(2006 年 12 月 25 日收到,2007 年 3 月 5 日收到修改稿)

使用平均原子(average atom, AA)模型计算了局域热动平衡近似下的 Fe, Br 等离子体的辐射不透明度. 对 AA 模型中跃迁系的跃迁能量引入了统计修正, 修正后的谱线位置与细致谱项模型的结果更接近, 但仍然存在差距, 进一步减小这种差距需要考虑等离子体的价态分布. 研究了 AA 模型中这种谱线位置移动对平均不透明度的影响, 计算了 Fe 等离子体等温度系列的平均不透明度, 发现这种修正对于平均不透明度的影响是比较明显的.

关键词: 谱线偏移, 平均原子模型, 辐射不透明度

PACC: 3120L, 5225P

## 1. 引 言

辐射不透明度在恒星的演化、激光与物质相互作用(如惯性约束聚变、激光推进等)研究中具有十分重要的地位, 是研究等离子体辐射运输的重要参数. 在高温稠密等离子体中, 存在不同种类的原子以及不同电离度的离子, 辐射不透明度的理论计算需要这些离子大量的能级、跃迁谱线、光电离等数据, 特别是对于中高  $Z$  元素, 谱线数目可数以亿计, 如果采用所谓的线线计算(line-by-line), 将会有巨大的计算量<sup>[1]</sup>. 在实际的工程研究中, 平均原子(average atom, AA)模型是应用比较广泛的一种简化的模型<sup>[2-12]</sup>. 在 AA 模型中, 等离子体中同种元素各种价态的离子被平均成一个等效的具有壳层结构的离子. 在这个等效离子中, 电子在各个单电子轨道上的排布满足 Fermi-Dirac 分布, 其数目可以是非整数个. 离子对光子的吸收通过电子在不同的单电子轨道之间进行跃迁来实现, 谱线位置由两个单电子轨道的平均能量之差确定. 一般来说, 在高温等离子体中, 不同价态离子以及它们不同组态的单电子轨道具有不同的能量, 因此相同跃迁系的谱线会有一些的能量范围分布. 由于 AA 模型是一种统计模型, 相比细

致谱项模型(detailed term accounting, DTA)等细致模型, 其计算结果较粗糙, 但其计算量小, 计算速度快, 计算结果能满足工程上的很多需求, 因此人们目前仍在对其进行不断的改进和发展. 与细致模型相比, AA 模型计算的吸收谱线的位置将会有有一个相对的偏移, 称之为谱线偏移(line shift)<sup>[13]</sup>. 20 世纪 80 年代 Bauche 等人提出了不可分辨跃迁系(unresolved transition array, UTA)模型, 并且考虑了跃迁能量的统计修正<sup>[13-16]</sup>. 谱线偏移很有可能是 AA 模型计算结果偏离实验及更精确模型结果的重要因素之一<sup>[17]</sup>. 本文在 AA 模型中引入了跃迁能量的统计偏移修正, 计算了 Fe, Br 等离子体的辐射不透明度, 并与细致模型的结果作了对比分析.

## 2. 理论计算方法

本文采用的 AA 模型在文献 [4-8] 中有详细叙述, 在此不再赘述. 对于谱线位置的修正, 采用了 Bauche 等人的公式<sup>[13, 14]</sup>, 下面给出详细的计算方法.

在 AA 模型的计算中, 束缚-束缚跃迁平均激发能量等于两个相关组态平均能量之差<sup>[4]</sup>, 即

$$T_{av}(X \rightarrow Y) = E_{av}(Y) - E_{av}(X). \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10474138)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: jmyuan@nudt.edu.cn

更精确地考虑时,对统计模型应该有一个相对组态平均能量差的偏移.可用下式来计算<sup>[13]</sup>:

$$\delta E(X \rightarrow Y) = T_{av}(X \rightarrow Y) - [E_{av}(X) - E_{av}(Y)]. \quad (2)$$

考虑相对论情况,根据参与束缚-束缚跃迁电子组态的不同,可得到以下谱线偏移的计算公式<sup>[15]</sup>:

1) 组态( $X = j^N j''$ )到组态( $Y = j^N j'$ )跃迁时不存在谱线偏移,即  $\delta E(j^N j'' \rightarrow j^N j') = 0$ .

2) 组态( $X = j^{N+1}$ )到组态( $Y = j^N j'$ )跃迁时的谱线偏移为

$$\begin{aligned} & \delta E(j^{N+1} \rightarrow j^N j') \\ &= N \left[ - \sum_{\substack{k \neq 0 \\ k = \text{even}}} \frac{(2j+1)(2j'+1)}{2j} \right. \\ & \times \begin{Bmatrix} k & j & j \\ 1 & j & j' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & k & j \\ 0.5 & 0 & -0.5 \end{Bmatrix} \\ & \times \begin{Bmatrix} j' & k & j' \\ 0.5 & 0 & -0.5 \end{Bmatrix} F^k(l') \\ & + \sum_{k \neq 0} \frac{(2j+1)(2j'+1)(k+1)-3}{6j} \\ & \left. \times \begin{Bmatrix} j & k & j' \\ 0.5 & 0 & -0.5 \end{Bmatrix} \pi(l, l', k) G^k(l') \right], \quad (3) \end{aligned}$$

其中  $F^k(l')$ ,  $G^k(l')$  分别是利用单电子轨道计算的直接和交换 Slater 积分,且

$$\begin{aligned} \pi(l, l', k) &= [1 + (-1)^{l'+k}] 2 \\ &= \begin{cases} 1 & \text{当 } l + l' + k \text{ 为偶数,} \\ 0 & \text{当 } l + l' + k \text{ 为奇数.} \end{cases} \quad (4) \end{aligned}$$

3) 组态( $X = j^N j^{N+1}$ )到组态( $Y = j^{N+1} j^N$ )跃迁的谱线偏移为

$$\begin{aligned} & \delta E(j^N j^{N+1} \rightarrow j^{N+1} j^N) \\ &= \frac{2j' - N}{2j'} \delta E(j^N j' \rightarrow j^{N+1}) \\ & - \frac{2j - N}{2j} \delta E(j^N j \rightarrow j^{N+1}). \quad (5) \end{aligned}$$

对于更一般形式的束缚-束缚跃迁,由于不参与组态间跃迁的轨道电子对计算谱线偏移没有影响<sup>[14,16]</sup>,也就是说

$$\begin{aligned} & \delta E(\lambda^{\nu} j^N j' \rightarrow \lambda^{\nu} j^N j'') \\ &= \delta E(j^N j' \rightarrow j^N j''), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \delta E(\lambda^{\nu} j^{N+1} \rightarrow \lambda^{\nu} j^N j') \\ &= \delta E(j^{N+1} \rightarrow j^N j'), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \delta E(\lambda^{\nu} j^N j^{N+1} \rightarrow \lambda^{\nu} j^{N+1} j^N) \\ &= \delta E(j^N j^{N+1} \rightarrow j^{N+1} j^N). \quad (8) \end{aligned}$$

这样,任意两个组态间的束缚-束缚跃迁的谱线偏移

都可由以上的公式计算,本文依照上述公式编制程序进行了计算,并对结果进行了分析和对比.

### 3. 结论与讨论

为了检验理论计算方法的可靠性,首先计算了  ${}_{74}\text{W XLVIII}$ (钨)离子的谱线偏移并与 Bauche 等人的结果<sup>[15]</sup>进行了比较(见表1).从表1可以看到本文计算得到的跃迁平均激发能量和谱线偏移与 Bauche 等人的结果基本相符,由于两者的计算模型并不相同,因此产生一点差异是可以理解的.

在天体物理的研究中,Fe 元素在恒星大气层中虽然占的比例非常小,但是它对大气层辐射不透明度的贡献却是非常重要的,对恒星演化模型的理论结果起到了关键作用.因此,一直以来如何精确计算 Fe 辐射不透明度是人们非常关心的问题.图1是 Fe 等离子体在温度为 20 eV,密度分别为  $10^{-2} \text{ g/cm}^3$  和  $10^{-4} \text{ g/cm}^3$  的恒星大气典型密度条件下的谱分辨辐射不透明度.在这样的条件下,Fe 离子 3s-3p 和 3p-3d 跃迁对 Planck 和 Rosseland 平均不透明度具有主要的贡献.由于存在电子之间角动量的耦合和相对论效应引起的能级分裂等物理因素,与上述的单电子跃迁过程对应的真实原子能级之间的跃迁要多很多,每一对真实原子能级之间的跃迁产生一条谱线,这些谱线通常称之为一个跃迁簇.与细致地计算每一条真实跃迁谱线的细致谱项模型结果相比,AA 模型把一个跃迁簇中的众多谱线用一个单电子跃迁谱线近似表示,这个谱线的宽度近似表示跃迁簇的谱线能量分布,谱线线形对能量的积分近似表示跃迁簇中所有真实谱线线形对能量积分之和.所以与细致谱项模型结果相比,AA 模型的结果没有真实谱线细致的谱线结构,而是比较平滑的曲线,反映了细致谱项模型对光子能量的平均结果.这是因为 AA 模型的吸收峰是等离子体中不同价态离子相同跃迁系谱线位置和强度的统计平均,因此 AA 模型没有细致的结构而是一条反映细致谱项模型跃迁系平均位置和强度的光滑曲线.在光子能量 40 eV 左右和 70 eV 左右的两个大的吸收峰分别对应着 Fe 离子 3s-3p 和 3p-3d 跃迁,可以看出,与细致谱项模型的这两个吸收峰的位置相比,AA 模型吸收峰的位置朝低光子能量方向有较大的偏移.与已有铁的实验数据相比,细致谱项模型计算的谱线位置大约整体偏高  $2 \text{ eV}$ <sup>[18]</sup>,因此 AA 模型计算的谱线位置存在较大的

偏差.从图 1 可以看出,通过对 AA 模型谱线位置的修正,两个吸收峰都朝着高光子能量方向靠拢,与细致谱项模型的吸收峰位置接近. $3s-3p$  的位置经过修正后与细致谱项模型的结果相符很好,仅相差不到 1 eV,但  $3p-3d$  吸收峰的位置仍与细致谱项模型的位置有所偏差,大约为 10 eV.表 2 列出的是一些主要谱线的跃迁能量以及偏移量.由公式(3)可知,谱线偏移的大小与低壳层的电子占据数以及初末电子轨道的直接积分和交换积分的大小有关,同样是从  $3p$  轨道出发的跃迁谱线,同壳层跃迁( $\delta n = 0$ )谱线具有较大的偏移,其中  $3p_{3/2} - 3d_{5/2}$  的偏移在  $10^{-2} \text{ g/cm}^3$

条件下达到了 7.6 eV;而不同壳层跃迁谱线的偏移较小,如  $3p_{3/2} - 4d_{5/2}$  只有 0.128 eV,这主要是由于不同壳层电子的直接积分  $F^k$  和交换积分  $G^k$  与同壳层的相比较小的缘故.相同的跃迁谱线,当等离子体的温度不变而密度不同时,由于电子轨道上的占据数产生变化,因此谱线偏移也是不同的.大体上随着等离子体密度的降低,等离子体电离度升高,相同电子轨道上的占据数降低,因此谱线位置偏移减小.例如对于  $3p_{3/2} - 3d_{5/2}$  跃迁,在  $10^{-4} \text{ g/cm}^3$  时和  $10^{-2} \text{ g/cm}^3$  时的偏移量分别是 5.98 eV 和 7.6 eV,而  $3p_{3/2}$  上的占据数分别是 2.7 和 3.3.

表 1  ${}_{74}\text{W XLVIII}$  离子的部分跃迁平均激发能量和谱线偏移

跃迁	本文的结果		文献 [15] 的结果	
	跃迁能量/ $\text{cm}^{-1}$	谱线偏移/ $\text{cm}^{-1}$	跃迁能量/ $\text{cm}^{-1}$	谱线偏移/ $\text{cm}^{-1}$
$d_{3/2}^5 d_{5/2}^6 - d_{3/2}^4 d_{5/2}^6 p_{1/2}$	14391756	11888.1	14342800	11324
$d_{3/2}^4 d_{5/2}^6 - d_{3/2}^3 d_{5/2}^6 p_{3/2}$	15289573	-4583.0	15193562	-4684
$d_{3/2}^3 d_{5/2}^6 - d_{3/2}^2 d_{5/2}^6 p_{3/2}$	14727871	10348.1	14661202	11192
$d_{3/2}^4 d_{5/2}^5 - d_{3/2}^3 d_{5/2}^5 p_{1/2}$	14383345	17832.6	14337452	16986
$d_{3/2}^3 d_{5/2}^5 - d_{3/2}^2 d_{5/2}^5 p_{3/2}$	15280936	-6874.5	15196566	-7026
$d_{3/2}^4 d_{5/2}^4 - d_{3/2}^3 d_{5/2}^4 p_{3/2}$	14719748	8279.0	14647942	8954

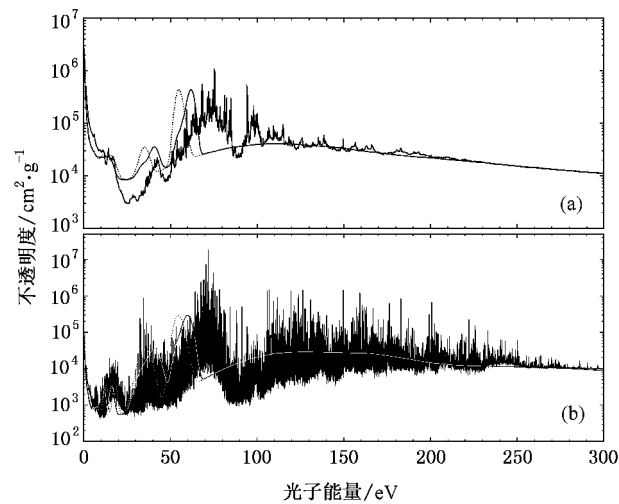


图 1 Fe 等离子体的谱分辨辐射不透明度 (a) 温度为 20 eV, 密度为  $10^{-2} \text{ g/cm}^3$  (b) 温度为 20 eV, 密度为  $10^{-4} \text{ g/cm}^3$  具有细致谱线结构的实线是细致谱项模型的结果,点线是 AA 模型没有考虑谱线位置偏移的结果,加粗的实线是 AA 模型考虑了谱线位置偏移的结果

通过修正,AA 模型计算的  $3s-3p$  谱线位置与细致谱项模型的相符,虽然  $3p-3d$  的谱线位置也有改善,但是与细致谱项模型的位置仍然有差距,因此还需要进一步改进.在实际的高温等离子体中,存在着

表 2 利用 AA 模型得到的 Fe 等离子体在温度 20 eV 不同密度条件下一些主要吸收谱线的偏移

密度/ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	跃迁	跃迁能量/eV	谱线偏移/eV
$10^{-2}$	$3s_{1/2} - 3p_{1/2}$	33.58	1.8024
	$3s_{1/2} - 3p_{3/2}$	35.44	5.3968
	$3p_{1/2} - 3d_{3/2}$	56.28	3.4087
	$3p_{3/2} - 3d_{3/2}$	54.42	-0.0187
	$3p_{3/2} - 3d_{5/2}$	54.68	7.5998
	$3p_{1/2} - 4d_{3/2}$	127.0	0.2190
	$3p_{3/2} - 4d_{5/2}$	125.2	0.1283
	$3d_{3/2} - 4p_{1/2}$	54.33	-0.0105
	$3d_{3/2} - 4p_{3/2}$	54.77	0.0039
	$3d_{5/2} - 4p_{3/2}$	54.50	0.0280
$10^{-4}$	$3p_{1/2} - 3d_{3/2}$	56.14	2.1764
	$3p_{3/2} - 3d_{3/2}$	54.08	-0.0297
	$3p_{3/2} - 3d_{5/2}$	54.39	5.9822
	$3s_{1/2} - 3p_{1/2}$	33.89	1.0354
	$3s_{1/2} - 3p_{3/2}$	35.95	5.1667
	$4p_{1/2} - 4d_{3/2}$	18.47	-2.5625
	$4p_{3/2} - 4d_{3/2}$	17.88	-0.0003
	$4p_{3/2} - 4d_{5/2}$	17.97	-1.6958
	$4d_{3/2} - 4f_{5/2}$	13.54	-1.3307
	$4d_{5/2} - 4f_{5/2}$	13.42	0.1604
$4d_{5/2} - 4f_{7/2}$	13.44	-1.2296	

不同价态的离子以及离子的不同组态,对于相同的跃迁,它们的谱线位置和强度是不同的.在 AA 模型中忽略了这一点,而是将不同价态的离子平均成一个等价的“平均离子”,这样一来 AA 模型中吸收峰的位置相当于不同价态离子吸收峰的平均位置,而这样的平均也会带来位置的偏差.在对 AA 模型的改进中,可以考虑将不同价态的离子区别对待,这样虽然增加了计算量,但对于计算速度不会有很大影响.我们将在下一步的工作中对 AA 模型进行这方面的改进.

从图 1(b)还可以看出,AA 模型吸收峰的能量宽度小于细致谱项模型给出的实际谱线的能量分布范围.在 13.5 eV 和 18.0 eV 光子能量附近 AA 模型有两个分立的吸收峰,分别来自于 4d-4f 以及 4p-4d.在细致谱项模型的结果中,由于谱线数目很多,而且分布的范围较宽,这两个吸收峰合并在了一起,没有出现明显的“窗口”,这说明 AA 模型计算的吸收峰的宽度偏小.对于 3p-3d 吸收峰也有这样的现象,图 1(a)中 AA 模型的 3p-3d 吸收峰的宽度也小于细致谱项模型给出的实际谱线的能量分布范围,这使其峰值比细致谱项模型的高. AA 模型主要通过考虑各单电子轨道上电子占据数的涨落来近似模拟实际原

子结构中电子的角动量耦合及电子间的关联效应引起的谱线分裂及其分布,虽然也考虑了 Doppler 效应和电子碰撞引起的展宽,甚至包括自然展宽和自电离展宽等其他因素,但还是不能准确地描述实际谱线在能量上的分布,而实际谱线的细致结构和随光子能量的分布对平均不透明度的影响非常大<sup>[19]</sup>,这需要在 AA 模型中进行进一步的改进.跃迁能量的修正会使 AA 模型的展宽增加,但在总体上没有多大的改变,还需进一步考虑其他原因,例如,不同价离子谱线的能量分布等.由于 Rosseland 平均不透明度对宽度比较敏感,这将会使 AA 模型的 Rosseland 平均不透明度比修正后偏小.表 3 给出了利用 AA 模型计算的 Fe 等离子体的 Rosseland 和 Planck 平均不透明度,可以看出,考虑谱线偏移后的平均不透明度变大了,这主要是因为 Rosseland 和 Planck 平均不透明度的权重函数<sup>[18]</sup>分别在光子能量为 77 eV 和 59 eV 处达到最大值,而 3p-3d 吸收峰经过移动后更加接近这两个位置,因此使得平均不透明度增大.从表 3 还可以看出,当等离子体的密度变低时,这种改变更加明显,在  $10^{-4}$  g/cm<sup>3</sup> 时 Rosseland 和 Planck 平均不透明度的改变分别达到了 7.39% 和 6.74%.

本文还对原子序数更高的 Br 等离子体在温度

表 3 谱线偏移对 Fe 等离子体在温度 20 eV 不同密度条件下平均不透明度的影响,  $K_R$  和  $K_P$  分别表示 Rosseland 和 Planck 平均辐射不透明度,而  $K_R^*$  和  $K_P^*$  则是考虑谱线偏移后的结果

密度/g·cm <sup>-3</sup>	$K_R/\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$	$K_R^*/\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$	偏差/%	$K_P/\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$	$K_P^*/\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$	偏差/%
$10^{-2}$	29013	30169	3.83	51104	54104	5.54
$10^{-3}$	18378	19460	5.89	41569	44352	6.69
$10^{-4}$	9177	9909	7.39	32873	35249	6.74
$10^{-5}$	3443	3518	2.16	25273	27091	7.19

为 170 eV,密度为  $10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup> 时的不透明度进行了计算,并与细致谱项模型的结果进行了比较,如图 2 所示.在光子能量大于 1400 eV 的区域,吸收峰主要来自于 Br 离子  $n = 2$  到  $n \geq 3$  的跃迁;在 260—950 eV 范围的谱线来自于  $n = 3$  到  $n \geq 4$  的跃迁,而小于 260 eV 区域的谱线来自于高激发态之间的跃迁.通过对比不难发现,AA 模型吸收峰的位置在低光子能量区域 (< 950 eV) 与细致谱项模型的结果相符较好,但在高光子能量区域 (> 1400 eV) 与细致谱项模型的结果相比,向下偏移了约 50 eV<sup>[20,21]</sup>.经过谱线位置的修正,情况并没有得到明显改善.低能量区域吸收峰的位置偏移很小,在高光子能量区域 AA 模型的吸收峰虽然向细致谱项模型的结果靠近,但

是仍然有较大的差距,例如 Br 等离子体 2p-3d 跃迁的谱线(分布在 1600—1850 eV 之间)偏移最大只有约 6 eV,不足以弥补 AA 模型与细致谱项模型吸收峰之间的差距.其主要原因是,Br 等离子体的温度较高,其平均电离度为 24.1,等离子体中的离子以类氦、类钠的 Br 离子占主要成份.这些离子  $n \geq 3$  轨道上的电子占据数较少,因此低能量区域吸收峰的修正很小,而 2p-3d 跃迁是不同轨道间的跃迁,因此修正也是有限的.通过上面的分析可以看出,对于原子内壳层跃迁,仅考虑跃迁系谱线位置的统计修正是不够的,正如前文所说的那样,还应当考虑到等离子体中价态分布的影响.

利用 AA 模型计算的 Br 等离子体的 Rosseland

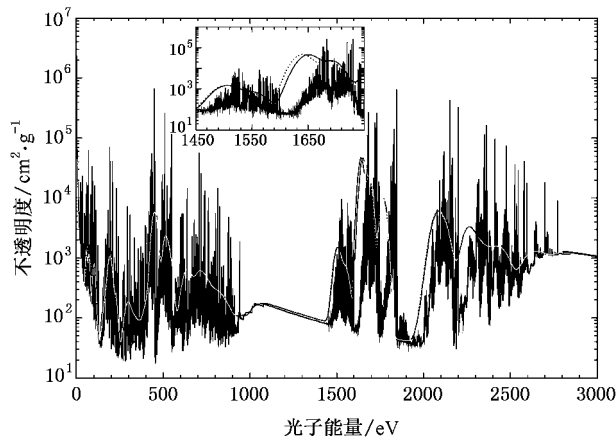


图2 Br等离子体在温度170 eV,密度 $10^{-2} \text{ g/cm}^3$ 下的辐射不透明度.具有细致谱线结构的实线是细致谱项模型的结果;点线是AA模型没有考虑谱线位置修正的结果,加粗的实线是考虑修正的结果.

和 Planck 平均不透明度在没有考虑谱线偏移时分别为  $202.8 \text{ cm}^2/\text{g}$  和  $812.2 \text{ cm}^2/\text{g}$ , 考虑了偏移后, 分别是  $202.7 \text{ cm}^2/\text{g}$  和  $804.8 \text{ cm}^2/\text{g}$ , 可见此时谱线位置的移动对平均不透明度的影响很小. 在温度为 170 eV 时, 对于平均不透明度的贡献主要来自于低能量区域, 高能区域的贡献很小, 由于低能量区域吸收峰位置的移动很小, 因此没有造成平均不透明度有明显的改变. 但不能说明谱线偏移修正对研究温度 170 eV 的 Br 等离子体性质时不重要, 在等离子体温

度诊断时 6 eV 的偏移已经比较大了<sup>[20]</sup>.

## 4. 结 论

AA 模型对实际的辐射跃迁过程的描述主要产生三个方面的误差: 首先, AA 模型平滑掉了实际谱线的细致结构, 使得计算的 Rosseland 平均不透明度偏大, 但是这种偏差随等离子体密度的增加逐渐减小; 其次, AA 模型会对跃迁簇的平均位置带来计算偏差, 这种偏差正负均有可能; 最后, AA 模型可能对实际谱线的能量分布范围带来计算偏差, 这种偏差的机理最复杂, 在本文中对 Fe 3p-3d 的跃迁, AA 模型给出的谱线能量分布范围偏小, 对 Br 2p-3d 的跃迁, AA 模型给出的谱线能量分布范围偏大. 本文在 AA 模型中对跃迁系的谱线位置引入了统计修正, 并以 Fe 和 Br 等离子体为例研究了谱线位置偏移对辐射不透明度产生的影响. 结果表明, 经过修正后, AA 模型计算的吸收峰位置有所改善, 与细致谱项模型的结果更加靠近, 但是仍有较大的差距, 因此需要进一步考虑等离子体中的价态分布带来的影响. 谱线位置的移动也会对平均辐射不透明度产生影响, Fe 等离子体等温度系列平均不透明度计算表明, 当等离子体密度比较低时, 谱线位置的移动对平均不透明度的影响比较明显.

[1] Jin F T, Zeng J L, Yuan J M 2005 *Physics* **34** 820 (in Chinese)  
[靳奉涛、曾交龙、袁建民 2005 物理 **34** 820]

[2] Green J M 1964 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **4** 639

[3] Rose S J 1992 *J. Phys.* B **25** 1667

[4] Rozsnyai B F 1972 *Phys. Rev.* A **5** 1137

[5] Yuan J M 2002 *Phys. Rev.* E **66** 047401

[6] Yuan J M 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1459

[7] Meng X J, Sun Y S 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 345 (in Chinese)  
[孟续军、孙永盛 1994 物理学报 **43** 345]

[8] Meng X J, Zong X P 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2133 (in Chinese)  
[孟续军、宗晓萍 1994 物理学报 **49** 2133]

[9] Jia H X, Meng X J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 70 (in Chinese) [贾洪祥、孟续军 2005 物理学报 **54** 70]

[10] Jiang M H, Meng X J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 587 (in Chinese)  
[姜 昊、孟续军 2005 物理学报 **54** 587]

[11] Zhu X R, Meng X J, Tian M F, Wang Z G, Jiang M H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4101 (in Chinese) [朱希睿、孟续军、田明锋、王

志刚、姜 昊 2005 物理学报 **54** 4101]

[12] Tian M F, Meng X J, Zhu X R, Jiang M H, Wang Z G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4673 (in Chinese) [田明锋、孟续军、朱希睿、姜昊、王志刚 2005 物理学报 **54** 4673]

[13] Bauche C, Bauche J, Klapisch M 1979 *Phys. Rev.* E **20** 2424

[14] Bauche C, Bauche J, Klapisch M 1982 *Phys. Rev.* E **25** 2641

[15] Bauche C, Bauche J, Klapisch M 1985 *Phys. Rev.* E **31** 2248

[16] Bauche C, Bauche J, Klapisch M 1987 *Adv. At. Mol. Phys.* **23** 131

[17] Jin F T 2005 *Doctor Dissertation* (Changsha: National University of Defence Technology (in Chinese) [靳奉涛 2005 博士论文(长沙:国防科学技术大学)])

[18] Jin F T, Zeng J L, Yuan J M 2003 *Phys. Rev.* E **68** 066401

[19] Zeng J L, Yuan J M, Lu Q S 2001 *J. Phys.* B **34** 2823

[20] Jin F T, Yuan J M 2005 *Phys. Rev.* E **72** 016404

[21] Jin F T, Yuan J M 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2324

# Effect of line shift on the calculated radiative opacity using average atom approach<sup>\*</sup>

Ma Wen Jin Feng-Tao Yuan Jian-Min<sup>†</sup>

( *Department of Physics , National University of Defense Technology , Changsha 410073 , China* )

( Received 25 December 2007 ; revised manuscript received 5 March 2007 )

## Abstract

The radiative opacities of iron and bromine plasmas have been calculated using an average atom ( AA ) model with modification of the transition energy. The line positions obtained after the modification have better agreement with the results of the detailed term accounting model. However ,discrepancies still exist for some strong transition peaks. To eliminate the discrepancies the charge state distribution should be included. The mean opacity of iron was calculated. We found that the transition energy shift has obvious effect on the mean opacity of iron plasma at relatively lower densities.

**Keywords** : line shift , average-atom model , radiative opacity

**PACC** : 3120L , 5225P

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No. 10474138 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : jmyuan@nudt.edu.cn