

# 基于等离子体环境涨落的原子结构计算模型<sup>\*</sup>

李向东<sup>†</sup>

(中国科学院上海激光物理研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

(2010 年 5 月 31 日收到; 2010 年 7 月 28 日收到修改稿)

本文将等离子体核聚变反应截面研究中利用等离子体环境涨落进行修正了的 Debye-Hückel 屏蔽势推广到计算等离子体中辐射离子束缚态的能级结构. 通过 Tsallis 参数  $q$  的变化, 在等离子体辐射离子束缚态能级结构的计算中加入等离子体参数涨落的平均效应, 即, 等离子体动力学. 具体给出了利用修正的 Debye-Hückel 屏蔽势对类氢铝束缚态能级结构的计算结果. 结果表明基于这种修正的屏蔽势, 自由电子的极化分布具有和线性 Debye-Hückel 屏蔽势不同的结构. 这种通过等离子体涨落分布对屏蔽势函数进行平均方法同样可以推广到除 Debye 屏蔽模型以外的其他等离子体原子结构的计算模型中.

**关键词:** 等离子体中的原子结构, 等离子体环境涨落, 修正了的 Debye-Hückel 屏蔽势

**PACS:** 32.70.Jz, 52.25.Jm, 32.30.-r, 52.70.-m

## 1. 引言

经过近 60 年的发展, 等离子体环境效应对等离子体辐射及等离子体环境中束缚态原子结构的影响在理论模型及计算方法上都有了长足的进步<sup>[1,2]</sup>, 已发展起来了基于模型势和电子碰撞展宽的计算理论<sup>[3-7]</sup>. 基于这些理论模型也逐渐认识和发现了一些等离子体环境下原子结构及等离子辐射的新特征<sup>[3,8-12]</sup>, 如压制电离、主量子数截断、光谱展宽、等离子体光谱漂移等. 这些携带等离子体特征的光谱也因此被广泛采纳成为一种有效的等离子体时空环境特征诊断的工具. 尤其针对高密度等离子体, 这种方法有着不可替代的作用.

毫无疑问, 研究等离子体光谱的重要目的之一在于利用光谱的等离子体效应进行复杂等离子体诊断(如天体, Tokamak, ICF)<sup>[13-19]</sup>. 因此精确模拟各种环境下等离子体辐射光谱线型也就成为等离子体光谱研究的重要目标. 遗憾的是, 到目前为止所有可用的等离子体光谱理论及模型都不能做到对光谱的精确模拟(尤其针对高密度等离子体), 这使得光谱诊断方法一直不能发挥其潜在的重要作用. 产生这种结果的原因有很多方面, 有模型的准确性、考虑能级关联不够全面、对等离子体环境下

精细光谱结构特征认识的不够深刻等, 但其中最重要一点在于目前还不能清楚和准确了解自由电子在等离子体中的极化分布规律. 自由电子的这种极化分布直接决定了等离子体中的屏蔽结构, 对束缚电子能级及光谱辐射起着决定性的作用. 目前对于自由电子在等离子体中的分布主要有两种处理方法, 其一, 利用电子的统计分布函数(Maxwell-Boltzmann 和 Fermi-Dirac 分布函数), 这种方法在非热力学平衡条件下并不能使用或只能近似使用. 其二, 使用量子力学方法通过求解自由电子波函数求解自由电子分布. 但, 由于理论上需要知道不同角动量和能量下的波函数值, 使得计算上需要判断自由电子角动量取值的截断值, 同时仍然需要知道自由电子按能量分布函数. 原则上讲目前所面临的问题还不能通过一个精确的手段得以解决. 因此, 使用半经验的模型势方法仍然在等离子体光谱模拟上起着重要的作用.

长期以来, 使用线性 Debye 屏蔽计算等离子体中核聚变反应截面的结果表明, 在较低能量区域, 其计算结果小于实验观测反应截面值, 这表明 Debye 屏蔽低估了等离子体自由电子的屏蔽效果, 其原因部分在于, 对于大多数等离子体而言不能满足使用线性 Debye 屏蔽势的条件. 因此, 为了获得理论和实验基本一致的核聚变反应截面, Quarati 等

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金、中国工程物理研究院联合基金 ASAF(资助号: 10776036) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: xiangdong\_li@mail.siom.ac.cn

人提出了一种经过修正的 Debye 屏蔽势<sup>[20]</sup>. 利用这种修正的 Debye 屏蔽势, Quarati 等人计算了聚变反应的穿透概率, 并和实验进行比较, 表明这种经过修正的 Debye 屏蔽势是有效的. 在这里需要指出的是, 这种经过修正的 Debye 屏蔽势是基于对等离子体温度、密度涨落的统计而得到的. 因此这种修正的合理性不仅反映在理论和实验对比的一致性上, 更重要的是, 这种修正是基于正确的等离子体物理现象, 其在原理上具有重要意义.

在模拟等离子体光谱的过程中, 屏蔽势是至关重要的. 很多计算结果也显示出现有的屏蔽势低估了等离子体的实际屏蔽, 使得对能级及光谱偏移计算结果小于实验结果, Quarati 等人提出的屏蔽势恰满足了这种要求. 正是基于这种原因, 本文将通过 Quarati 等人提出的修正的 Debye 屏蔽势对不同等离子体环境下的原子结构, 包括能级、自发跃迁概率、光谱偏移等进行计算, 通过与线性 Debye 屏蔽势计算结果的比较, 给出这种修正了的 Debye 屏蔽势对束缚态结构影响的特征. 本文并不着眼于判断这种修正了的 Debye 屏蔽势在计算等离子体中原子结构的正确性, 因为 Debye 屏蔽本身也并非适用于所用等离子体环境, 而是提出通过对等离子体环境涨落进行统计的方法, 得到一种在物理上正确的获得更高等离子体屏蔽效果的方法.

本文将类氢铝为研究对象, 在不同等离子体环境下给出类氢铝原子结构在线性 Debye 和修正的 Debye 屏蔽势下计算结果的对比, 从而将看到这种修正的 Debye 屏蔽势影响等离子体屏蔽的不同特征, 得到不同与线性 Debye-Hückel 的自由电子极化分布形式. 这种依据等离子体涨落的统计方法可以推广到其他等离子体屏蔽模型, 如离子球模型.

## 2. 理论方法

中心势场下原子结构的计算方法已经相当成熟, 在此不再赘述, 有兴趣的可以参考相关文献[21, 22]. 下面我们给出本文计算原子结构理论的简要介绍. 本文将采用相对论量子力学方法 MCDHF, 即多组态 Dirac-Hartree-Fock 方法进行原子结构的计算. 对于  $N$  电子原子或离子体系, Dirac 方程可写为

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N H_i + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N |\hat{r}_i - \hat{r}_j|^{-1}, \quad (1)$$

式中的第一项为

$$\hat{H}_i = c \sum_{i=1}^3 \alpha_i \hat{p}_i + (\beta - 1)c^2 + V_i(r), \quad (2)$$

(2) 式为相对论单电子 Hamiltonian,  $V_i(r)$  为核势. 通过变分, 方程(1)将转化为 Dirac-Hartree-Fock 方程, 从而可以求得轨道波函数. 利用所得轨道波函数, 构建反对称化的组态波函数(CSF), 以组态波函数为基, 通过组态相互作用最终构建原子态波函数(ASF), 从而利用原子态波函数研究原子束缚态的各种特征. 显然中心势场的形式决定了原子束缚态的各项特征.

计算等离子体对辐射离子束缚态能级结构的影响首先必须知道等离子体环境对辐射粒子的屏蔽. 这种屏蔽来自于辐射离子周围自由电子和其他不同扰动离子的共同贡献. 显然, 辐射离子周围带电粒子(束缚电子、自由电子、其他扰动离子)由于彼此的相互作用将呈现自洽分布, 在考虑到束缚电子空间分布很小的情况下, 这种分布产生的电场将满足如下 Poisson 方程:

$$\nabla^2 \phi = -4\pi(-en_f(r) + \bar{Z}en_i(r) + Ze\delta(r)), \quad (3)$$

式中  $\phi(r)$  为辐射离子周围总的势函数分布,  $n_f$  和  $n_i$  分别为自由电子和扰动离子在辐射离子原子核周围的分布,  $\bar{Z}$  为扰动离子平均带电量,  $Z$  为辐射离子带电量. (3) 式中  $n_f$  和  $n_i$  的分布可以通过统计和量子力学的方法求得. 在弱耦合条件下, 通过采纳  $n_f$  和  $n_i$  的 Boltzmann-Maxwell 分布形式, (3) 式可获得解析解如下:

$$\phi = \frac{Ze}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} = \frac{Ze}{r} e^{-k_D r} = \frac{Ze}{r} \xi_D(r), \quad (4)$$

(4) 式即为著名的线性 Debye-Hückel 屏蔽势,  $\lambda_D$  为 Debye 屏蔽长度,  $k_D$  为 Debye 屏蔽长度的倒数,  $\xi_D(r)$  为 Debye 屏蔽因子. 在弱耦合条件下, 将 Debye-Hückel 屏蔽势代替(2)式中的核势, 即可近似求解等离子体屏蔽对等离子体中离子束缚态结构的影响.

通常情况下等离子体温度、密度存在一定程度的涨落, 导致等离子体温度、密度将在一定范围内波动, 这种波动满足一定的统计规律. Beck 和 Wilk 等人在等离子体屏蔽对核聚变反应截面的研究中指出<sup>[23, 24]</sup>, 等离子体温度、密度存的涨落实际上可以通过 Debye 屏蔽长度按某种统计规律的变化而反映出来, 据此提出以  $k_D$  为强度参数, 通过  $k_D$  的涨落变化反应等离子体涨落的变化. 根据 Wilk 和

Włodarczyk 提出的统计方法, Quarati 等人指出, 对于函数  $F(\lambda, r)$ , 其中  $r$  在区间  $[0, ((1-q)\lambda_0)^{-1}]$  变化,  $\lambda$  在  $\lambda_0$  周围成统计分布,  $q$  为 Tsallis 参数. 如果对于给定的  $\lambda$  值, 函数  $F(\lambda, r)$  出现的概率密度用  $f(r, \lambda, \lambda_0)$  表示, 则,  $F(\lambda, r)$  按照  $f(r, \lambda, \lambda_0)$  的平均分布可表示为

$$\bar{F}(r, \lambda_0) = C \int_0^\infty f(r, \lambda, \lambda_0) F(\lambda, r) d\lambda. \quad (5)$$

如果(5)式中  $F(\lambda, r)$  取 Debye 屏蔽势  $\phi = \frac{Ze}{r} e^{-k_D r}$ , 用  $k_D$  替换涨落变量  $\lambda$ , 取  $\lambda_0 = \langle k_D \rangle$ , 其中  $\langle k_D \rangle$  为 Debye 屏蔽长度的平均值, 并取  $f(r, \lambda, \lambda_0)$  为

$$f(r, k_D, \langle k_D \rangle) = \frac{A(r, \langle k_D \rangle)^{1/(1-q)}}{\Gamma(1/(1-q))} \times k_D^{[1/(1-q)]-1} \times \exp[-k_D A(r, \langle k_D \rangle)], \quad (6)$$

其中

$$A(r, \langle k_D \rangle) = \frac{2-q}{1-q} \langle k_D \rangle^{-1} - r. \quad (7)$$

根据(5), (6)和(7)式, Quarati 等人推导得出经过等离子体涨落平均修正的 Debye 屏蔽势如下:

$$V_q(r) = \frac{Ze}{r} \left[ 1 - \frac{(1-q)k_D r}{(2-q)} \right]^{1/(1-q)} = \frac{Ze}{r} \xi(r), \quad (8)$$

其中  $q$  为 Tsallis 参数, 在(8)式中,  $q$  的取值不大于 1, 这是因为  $q$  在  $[0, 1]$  区间取值, (8)式所表示的势函数会在某一点截断. 当  $q$  趋近于 1 时(8)式将趋近于线性 Debye-Hückel 屏蔽势, 即(4)式.

利用(8)式给出的势函数, Quarati 等人计算了等离子体中核聚变反应截面, 其结果与实验有很好的符合. 本文利用这个根据等离子体涨落修正的屏蔽势, 计算了类氦铝在不同等离子体环境下的能级结构,

### 3. 结果与讨论

(8)式是一个多项式势函数形式, 其中  $q$  值是一个反映等离子体环境涨落程度的量. 在  $[0, 1]$  取值范围内,  $q$  值越大表明等离子体涨落偏离线性 Debye-Hückel 势的程度越小. 为了讨论屏蔽修正 Debye 势的屏蔽特征, 图 1 给出了在不同  $q$  值、等离子体电子密度  $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 、等离子体电子温度  $T_e = 50 \text{ eV}$  下(8)式中屏蔽因子  $\xi$  的变化特征( $\xi$  为 1 表示对核无屏蔽效果,  $\xi$  越小表示对核屏蔽效果

越大).

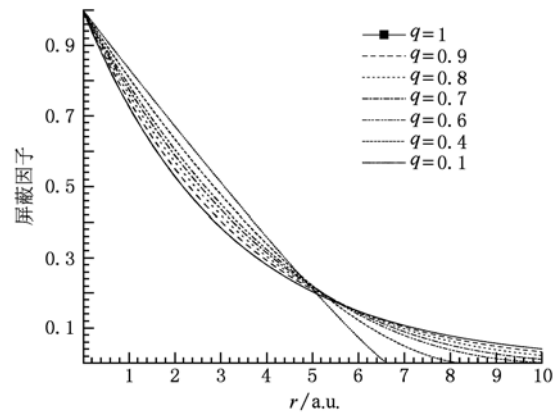


图 1 不同  $q$  值下(8)式屏蔽因子的对比. 由于屏蔽因子与  $k_D$  有关, 因此屏蔽因子实际上与等离子体温度、密度相关. 本图中对应的等离子体电子密度为  $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , 对应的等离子体电子温度为  $T_e = 50 \text{ eV}$ .

显然, 针对不同的  $q$  值(不同的等离子体涨落幅度)等离子体屏蔽具有不同的特征. 但, 可以看出随着  $q$  值减小自由电子分布向近核区域靠近, 这使得屏蔽势随着  $q$  值减小迅速趋近于 0. 同时也不难看出,  $q$  值较大时, 在近核区域屏蔽效果较大.  $q$  值比较小时, 在远核区域屏蔽效果较大. 这反映了不同的等离子体环境的涨落幅度具有不同的自由电子极化分布形式, 显然这对辐射离子束缚态能量是有影响的. 对于这种依赖于  $q$  值的修正 Debye 屏蔽势对束缚态能级结构影响, 本文将给出等离子体环境中类氦铝的具体计算结果.

对于原子结构的计算, 本文将使用多组态 Dirac-Hartree-Fock (MCDHF) 方法, 并考虑组态相互作用. 本文中考虑了类氦的 11 个电子组态经 LS 耦合后的全部 30 个组态函数 (CSF), 以这 30 个组态函数将为基, 通过组态相互作用得到 30 个原子态波函数, 即所谓的能级波函数. 表 1 给出了本文中所使用的 30 个组态函数.

图 2 给出了类氦铝 30 个能级在  $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$  以及  $q$  分别等于 1 和 0.1 时的能级能量分布.  $q=1$  表示使用了线性 Debye-Hückel 势.  $q=0.1$  表示使用修正了的 Debye-Hückel 势. 显然使用  $q=0.1$  时的势函数, 其能级低于  $q=1$  是的计算结果, 这表明  $q=0.1$  对束缚电子的屏蔽小于  $q=1$  对束缚电子的的屏蔽, 使得在  $q=0.1$  时束缚电子感受到更大的核吸引, 这一点从图 1 中显然可以看

得出来. (8)式的得出是为了得到聚变离子间加强的自由电子屏蔽效果从而使理论计算的聚变截面有所增大,而我们利用(8)式所得到的束缚态能级的计算结果却表现出屏蔽效果减小,这主要是因为与线性 Debye-Hückel 势进行对比,(8)式在近核和

远核区域的屏蔽效果是不同的. 由于束缚电子主要集中于在近核区,所以感受到减小了的屏蔽势. 对于高激发态,其波函数延伸到远核区,此时其感受到的屏蔽必定增强. 因此(8)式表现出了与线性 Debye-Hückel 势不同的电子极化分布方式.

表1 本文中涉及的30个组态函数(30个能级). 每一个组态函数前都有个数字,这个数字用以表示对应的能级所对应的组态函数,如11表示能级11所对应的LS耦合态为 $1s3p(^1P_1)$ . 本文将使用这些数字表示不同的能级所对应的组态函数

—	1. $1s^2(^1S_0)$	—	—	—	—
2. $1s2s(^3S_1)$	3. $1s2s(^1S_0)$	4. $1s2p(^3P_2)$	5. $1s2p(^1P_1)$	6. $1s2p(^3P_1)$	7. $1s2p(^3P_0)$
8. $1s3s(^3S_1)$	9. $1s3s(^1S_0)$	10. $1s3p(^3P_2)$	11. $1s3p(^1P_1)$	12. $1s3p(^3P_1)$	13. $1s3p(^3P_0)$
14. $1s4s(^3S_1)$	15. $1s4s(^1S_0)$	16. $1s4p(^3P_2)$	17. $1s4p(^1P_1)$	18. $1s4p(^3P_1)$	19. $1s4p(^3P_0)$
—	20. $2s^2(^1S_0)$	21. $2s2p(^3P_2)$	22. $2s2p(^1P_1)$	23. $2s2p(^3P_1)$	24. $2s2p(^3P_0)$
25. $2s3s(^3S_1)$	26. $2s3s(^1S_0)$	27. $2s3p(^3P_2)$	28. $2s3p(^1P_1)$	29. $2s3p(^3P_1)$	30. $2s3p(^3P_0)$

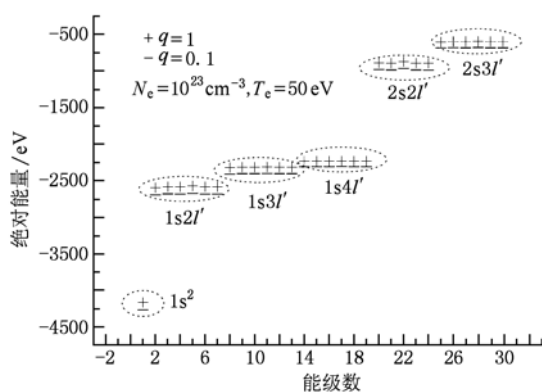


图2 图中给出了类氢铝30个能级在 $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$ 以及 $q$ 分别等于1和0.1时的能级能量. 虚线包围区域下方的电子组态为生成虚线内能级的电子组态. 图中 $l'$ 为轨道角动量,在本文中 $l'$ 取0和1,即只取s和p轨道

在不同的等离子体原子结构计算模型中,如自洽场离子球模型、均匀电子气模型、混合模型以及碰撞模型等,线性 Debye-Hückel 势对等离子体屏蔽的估计是比较大的,因此,其估算的束缚态能级偏移一般会大于其他模型的估算值. 举一个例子,在 $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$ 的等离子体条件下,线性 Debye-Hückel 势对类氢铝基态能量的估算值为 $-4166.4249 \text{ eV}$ ,自洽场离子球模型的估算结果为 $-4206.64970 \text{ eV}$ ,显然自洽场离子球模型对辐射离子的屏蔽小于线性 Debye-Hückel 势对辐射离子的屏蔽. 在 $q = 0.9$ 和 $q = 0.8$ 时,本文所使用的修正 Debye-Hückel 势对类氢铝基态能量的估算值分别为 $-4185.85065 \text{ eV}$ 和 $-4202.13778 \text{ eV}$ . 因此,依赖 $q$ 因子的修正 Debye-Hückel 势,在不同等离子体涨

落环境下,其对束缚态能级能量的估算值将在线性 Debye-Hückel 势和自洽场离子球模型的估算结果间变化. 同时也必须指出当等离子体涨落很大时( $q$ 值很小),其计算结果甚至小于自洽场离子球模型的估算结果,如 $q = 0.1$ 时,其计算结果为 $-4269.08528 \text{ eV}$ . 等离子体涨落会使得对等离子体中原子结构的计算结果在线性 Debye-Hückel 模型和自洽场离子球模型间变化,这说明等离子体涨落对等离子体屏蔽势影响的重要性.

在 $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$ 的等离子体环境下,图三给出了 $q = 1$ (线性 Debye-Hückel 势)和 $q = 0.1$ 时波长在 $6-8 \text{ \AA}$ 电偶极自发跃迁概率的分布. 显然,该图同样从能级间距和自发跃迁概率两方面都反映出当等离子体涨落程度较大时近核束缚电

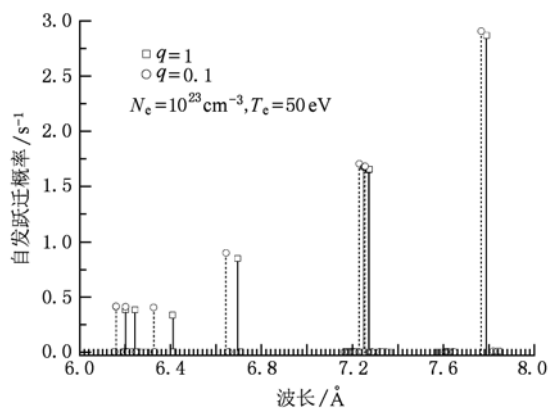


图3 在 $N_e = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$ 的等离子体环境下,图中给出了类氢铝使用(8)式 $q = 1$ (线性 Debye-Hückel 势)和 $q = 0.1$ 时波长在 $6-8 \text{ \AA}$ 电偶极自发跃迁概率的分布的对比. 虚线和其靠近的实线对应于相同的跃迁

子受到的自由电子屏蔽减小. 由于本文在计算高激发态波函数存在不收敛的问题, 因此本文未给出在高激发态区域屏蔽增大的相关计算结果. 但就(8)式所表现的屏蔽结构看在远核端屏蔽增大是毫无疑问的.

#### 4. 结 论

本文的目的并不在于证明由等离子体涨落修正的屏蔽势其计算结果的正确性, 而是通过对比发现等离子体涨落对计算结果的重要影响. 根据不同的等离子体涨落程度, 其结果在线性 Debye-Hückel 势和自洽场离子球模型的估算结果间变化, 甚至更大. 显然等离子体涨落在等离子体原子结构计算中是必须考虑的.

实际上本文对自由电子屏蔽仍然采用的是线性 Debye 屏蔽方法, 在此基础上以 Debye 屏蔽长度的涨落反应等离子体环境涨落, 并根据(6)式给出

的分布规律对线性 Debye 屏蔽求统计平均. 然而, 除 Debye 屏蔽方法外, 目前还有很多其他求解等离子体屏蔽的模型, 而且(6)式的统计方法也不是唯一的. 因此, 本文所使用的方法实际上可以推广到任意等离子体屏蔽模型, 如自洽场离子球模型. 离子球模型的特征是具有离子球边界, 等离子体涨落意味着离子球边界应该随等离子体环境的涨落而涨落, 因此通过引入离子球边界的涨落函数就可以反应等离子体环境的涨落, 关键在于如何引入离子球边界涨落和环境涨落的函数关系, 等离子体模拟可以提供研究这种对应关系的方法. 对于在模型中考虑等离子体涨落是相当有效的, 目前我们正在进行这方面的工作研究. 最后必须指出,  $q$  值的大小与等离子体涨落程度的具体关系是至关重要的问题之一, Ricci 等人给出了太阳表面等离子体  $q$  值与等离子体涨落程度的算术表达式<sup>[25]</sup>. 不过, 将  $q$  值看作计算模型中的一个经验值, 也不失为一种方法.

- 
- [1] Griem H R 2005 *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press).
  - [2] Murillo M S, Weisheit J C 1998 *Phys. Reports* **302** 1
  - [3] David Salzmann 1998 *Atomic Physics in Hot Plasma* (New York Oxford: Oxford University Press) 1.
  - [4] Hoe Nguyen, Grumberg J 1981 *Phys. Rev. A* **24** 438
  - [5] Michel Koenig, Philippe Malnault, Hoe Nguyen 1988 *Phys. Rev. A* **38** 2089
  - [6] Hoe Nguyen, Michel Koenig 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1279
  - [7] David A Liberman 1979 *Phys. Rev. B* **20** 4981
  - [8] Li X, Xu Z, Rosmej F B 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **39** 3373
  - [9] Li Y, Wu J, Hou Y, Yuan J 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **41** 145002
  - [10] Saha B, Fritzsche S 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **40** 259
  - [11] Salzmann D, Stein J, Goldberg I B, Pratt R H 1991 *Phys. Rev. A* **44** 1270
  - [12] Stein J, Salzmann D 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3943
  - [13] Nantel M, Ma G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4442
  - [14] Saemann A, Eidmann K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4843
  - [15] Rosmej F B, Hoffmann D H H 2000 *Riken Review* **31** 42
  - [16] Woolsey N C, Chambers D M 2006 *JQSRT* **99** 680
  - [17] Niu T Y, Cao J X 2007 *Chin. Phys.* **16** 2757
  - [18] Guo Q C, Liu L Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 2653
  - [19] Xiao D L, Ning C, Lan K, Ding N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 430 (in Chinese) [肖德龙、宁成、蓝可、丁宁 2010 物理学报 **59** 430]
  - [20] Quarati P, Scarfone A M 2007 *The Astrophysical J.* **666** 1303
  - [21] Cowan R D 1981 *The Theory of Atomic Structure & Spectra* (Berkeley: University of California Press) 1
  - [22] Grant I P 2007 *Relativistic Quantum Theory of Atom & Molecules* (New York: Springer) 1
  - [23] Beck C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 180601
  - [24] Wilk G, Włodarczyk Z 2001 *Chaos Solitons Fractals* **13** 581
  - [25] Ricci B, Degl'Innocenti S 1995 *Phys. Rev. C* **52** 1095

# Atomic structure calculation model based on plasma fluctuation<sup>\*</sup>

Li Xiang-Dong<sup>†</sup>

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 31 May 2010; revised manuscript received 28 July 2010)

## Abstract

The new modified Debye-Hückel electron shielding potential, which has been used in the study of fusion cross sections in plasma, is adopted in the atomic structure calculation under plasma environment. By variation of the Tsallis entropic parameter  $q$ , the average effect of plasma environment fluctuation is considered in atomic structure of plasma. A calculation using such modified Debye-Hückel potential of the He-like Al shows that the free electron distribution is different between the modified Debye-Hückel model and the linear Debye-Hückel model. This statistic method by considering the plasma fluctuation can also be extended to other plasma screening model, such as the self-consistent ion sphere model.

**Keywords:** atomic structures in plasma, fluctuation of plasma environment, modified Debye-Hückel potential

**PACS:** 32.70.Jz, 52.25.Jm, 32.30.-r, 52.70.-m

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Joint Foundation of National Natural Science and Chinese Academy of Engineering ASAF (Grant No. 10776036).

<sup>†</sup> E-mail: xiangdong\_li@mail.siom.ac.cn