arXiv:2301.07734v1 [astro-ph.SR] 18 Jan 2023

自电离共振的等离子体展宽

A K Pradhan[1,2,3]
[1] 俄亥俄州立大学天文学系， [2] 化学物理项目， [3] 生物物理研究生项目，美国俄亥俄州哥伦布市，邮编 43210

2022年9月

摘要。本文建立了一种通用理论框架，表明等离子体效应会使原子自电离（AI）共振在束缚-自由连续谱范围内显著展宽并发生位移。本文提出的理论与计算方法考虑了多种展宽机制：电子碰撞、离子微场（斯塔克效应）、热多普勒展宽、芯激发以及自由-自由跃迁。外因等离子体展宽会重新分布并移动 AI 共振强度，同时总体上保留共振线型固有的非对称性。随着电子密度增加，共振结构逐渐溶解到连续态中，而积分振子强度保持守恒。作为示例，本文研究了采用 R矩阵方法计算的类氖铁 XVII 光电离截面的等离子体衰减，考察其在等温线 $T = 1 - 2 \times 10^6$K 上的临界范围 $N_e = 10^{21-24}$cc 内的表现，以及对罗斯兰平均不透明度的影响。依赖于能量、温度和密度的截面将揭示并引入光电离、（e + 离子）激发和复合中共振过程的物理特征。该方法应普遍适用于高能量密度（HED）源中的原子种类，例如聚变等离子体和恒星内部。

1. 引言

自电离（AI）共振在原子反应中无处不在。作为束缚态—准束缚态—自由态跃迁，它们在原子过程的截面中呈现出多种多样的形状、大小和能量范围，远较由束缚-束缚跃迁引起的谱线形成更加多样。因此，由于其本征衰变率通常远高于辐射率，预计在外部高能量密度（HED）等离子体环境作用下，自电离共振会比谱线更容易展宽、模糊，并溶入束缚-自由连续谱。然而，尽管谱线展宽已是一个成熟领域，且已有复杂的理论处理方法，目前却还没有自电离共振展宽的理论方法。此外，虽然针对类氢和简单原子系统的谱线展宽处理十分精确，但对于涉及大量跃迁的复杂原子系统，为了在实验室和天体物理等离子体 [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]中进行实际应用，仍需采用拟合公式、Gaunt因子等多种近似。

尽管自电离展宽中的主要展宽机制在物理上与谱线展宽相似，但其理论和计算处理方式却大不相同。原子截面中固有的自电离展宽与外部等离子体效应造成的共振展宽范围叠加，使得许多谱线展宽理论不再适用，尤其是对于多电子系统。未经展宽的自电离共振本身在宽度、形状和高度上相差可达数个数量级，并包含两种类型：阈值以下由偶极芯跃迁 [10], 对应的芯光激发（PEC）产生的大型特征，以及趋近于（e + 离子）系统每个激发芯能级的无限里德伯系列共振。通常采用的沃伊特谱线线型，是通过卷积辐射展宽和碰撞展宽对应的洛伦兹函数，以及多普勒或热展宽对应的高斯函数得到的；但事实证明，这种方法实际上并不适用于自电离展宽。从数值上看，沃伊特核的条件很差，因为对于共振而言，碰撞展宽与多普勒展宽之比 Γ_c/Γ_d 的变化范围远大于谱线，且因此无法先验地加以约束 [11, 12]。

2. 理论与计算方法

自电离共振的展宽过程在物理机制上与谱线展宽存在定性和定量差异。然而，可以将谱线展宽过程及公式加以推广，以建立本文概述的理论处理方法和计算算法（详细内容将在其他地方介绍）。能级 i 的卷积束缚-自由光电离截面可写为:

$$\sigma_i(\omega) = \int \tilde{\sigma}(\omega')\phi(\omega', \omega)d\omega', \tag{1}$$

其中， σ 和 $\tilde{\sigma}$ 分别为具有等离子体展宽和未展宽自电离共振结构的截面， ω 为光子能量（全文均采用里德伯原子单位），而 $\phi(\omega', \omega)$ 是以总宽度 Γ 表示的归一化洛伦兹线型因子，该总宽度由所纳入的所有自电离展宽过程决定:

$$\phi(\omega', \omega) = \frac{\Gamma(\omega)/\pi}{x^2 + \Gamma^2}, \tag{2}$$

其中， $x \equiv \omega - \omega'$。与谱线展宽的关键区别在于，(e + 离子)系统中的自电离共振对应于多个通道中由激发芯离子能级定义的离散化连续态之间的量子力学干涉，并由此产生。耦合通道（CC）近似（例如R矩阵（RM）方法所采用的近似，见 [1, 4, 5]）能够描述(e + 离子)系统中的自电离共振，其线型通常是不对称的（不同于通常呈对称形状的谱线线型）。示意而言，对于具有束缚态与连续态能级的(e + 离子)系统，CC-RM计算如图1所示。

给定与共振结构对应的 N 芯离子能级,

$$\sigma(\omega) = \sum_i^N \left[\int \tilde{\sigma}(\omega') \left[\frac{\Gamma_i(\omega)/\pi}{x^2 + \Gamma_i^(\omega)} \right] d\omega' \right]. \tag{3}$$

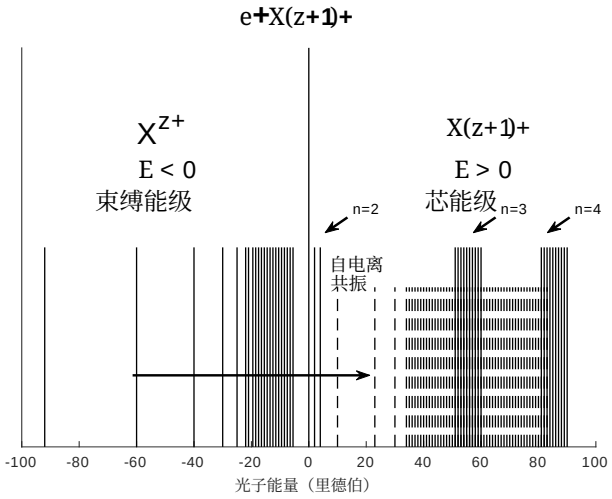

图 1. 耦合通道计算示意图：束缚态（e + 离子）能级的光电离进入芯离子能级的连续态（实线） $\hbar\omega + X^{z+} \rightarrow e + X^{z+1}$。自电离共振的里德伯系列（虚线）收敛于能量为 $E = E_i - z^2/\nu_i^2$ 的激发芯能级，其中 ν_i 是对应于各阈值能量的连续变量 E_i。该示意图大致对应于图 2 和图 3 中展示的 Fe XVII 截面，其中包含 218 个 n=2,3,4 Fe XVIII 能级。

对于 $x \equiv \omega' - \omega$，求和遍及包含在$N$能级的耦合通道或相对论多体波函数展开中的所有激发阈值 E_i，对应于由所有展宽过程引起的总阻尼宽度Γ_i。线型 $\phi(\omega', \omega)$以每个连续态能量 ω为中心，对变量 ω' 进行卷积，并以各激发芯离子阈值i 为参照。在当前表述中，我们将能量与相对于各阈值 $\omega' \rightarrow \nu_i$ 的有效量子数相关联，从而将总宽度写为：

$$\Gamma_i(\omega, \nu, T, N_e) = \Gamma_c(i, \nu, \nu_c) + \Gamma_s(\nu_i, \nu_s^*) + \Gamma_d(A, \omega) + \Gamma_f(f - f; \nu_i, \nu_i'), \tag{4}$$

分别涉及碰撞 Γ_c、斯塔克 Γ_s、多普勒 Γ_d和自由-自由跃迁 Γ_f 宽度，其他参数如下所定义。不失一般性，我们假设采用洛伦兹线型因子来描述碰撞电离展宽；在高能量密度等离子体中，这种展宽占主导地位。我们认为这一近似有效，因为碰撞线型翼的延伸范围远宽于 x^{-2}，而热多普勒展宽的范围较短 $exp(-x^2)$，斯塔克展宽的范围则为 $x^{-5/2}$ （即[13]）。因此，在式（4）中，限值$\mp\infty$ 替换为 $\mp\Gamma_i/\sqrt{\delta}$；选择 δ 是为了确保洛伦兹线型的能量范围足以实现准确归一化。对每个能量 ω，在用于勾勒所有自电离共振结构的表列能量网格上，针对每个截面和每个芯离子阈值，通过计算式（1–3）进行卷积。计算中采用以下表达式：

$$\Gamma_c(i, \nu) = 5\left(\frac{\pi}{kT}\right)^{1/2} a_o^3 N_e G(T, z, \nu_i)(\nu_i^4/z^2), \tag{5}$$

其中，T、 N_e 、 z和 A 分别为温度、电子密度、离子电荷和原子量； ν_i 是相对于各芯离子阈值 i 的有效量子数： $\omega \equiv E = E_i - \nu_i^2/z^2$ 为连续变量。Gaunt因子G（T， z， ν_i） $= \sqrt{3}/\pi[1/2 + ln$（$\nu_i kT/z$）］（[13, 7, 22, 19]）。引入因子（n_x/n_g）^{4}用于 Γ_c ，以考虑芯处于激发能级 n_x 的双激发自电离能级；这些激发能级相对于基态组态 n_g （例如，Fe的 XVIII $n_x = 3$相对于基态组态$n_g = 2$为4）。复杂系统中斯塔克效应的处理有两种方法：一种是将电子和离子微扰结合起来（即 [8, 22]），另一种是分别处理（即本文采用的方法 [4, 13]）。激发的里德伯能级近似为类氢能级，离子微扰是主要的展宽机制；不过，碰撞展宽也会随密度增加而显著增强，同时 ν_i^4（式5）。给定 n 复合体的总斯塔克展宽为 $\approx$ （$3F/z$）n^2，其中F为等离子体电微场。假设主要的离子微扰粒子为质子，且其密度等于电子密度， N_e =N_p，则取F = [（$4/3$）$\pi a_o^3 N_e$）]$^{2/3}$，如Mihalas-Hummer-D¨appen状态方程表述 [14]中所采用。

$$\Gamma_s(\nu_i, \nu_s^*) = [(4/3)\pi a_o^3 N_e]^{2/3}\nu_i^2. \tag{6}$$

此外，在使用式（6）时，引入斯塔克电离参数 $\nu_s^* = 1.2 \times 10^3 N_e^{-2/15} z^{3/5}$ ，使得当 $\nu_i > \nu_s^*$ 时，可将自电离共振视为完全溶解于连续谱中（类似于英格利斯-泰勒级限 [15, 14]）。如表1所示，后文将给出采用和不采用 ν_s^* 的计算结果。多普勒展宽为：

$$\Gamma_d(A, T, \omega) = 4.2858 \times 10^{-7}\sqrt{(T/A)}, \tag{7}$$

其中， ω 并非通常所说的谱线中心，而是取每个自电离共振能量。式（5）中的最后一项 Γ_f 计入了具有 ν_i、 ν_i' 的自电离能级之间的自由-自由跃迁，因此

$$X_i + e(E_i, \nu_i) \longrightarrow X_i' + e'(E_i', \nu_i'). \tag{8}$$

对于 $+ve$ 能量的自电离能级 $E_i E_i' > 0$ ，大量自由-自由跃迁概率可通过 RM 或原子结构程序计算（即 [16, 21]）。

虽然式（3）可用在 $x \to \mp\Gamma/\sqrt{\delta}$ 的极限值处求得的 tan^{-1}（x/Γ）$/\Gamma$ 表示解析解，但在实际应用中，需要跨越多个能量范围进行分段积分，这些范围涵盖许多激发阈值及不同的边界条件。例如，在高密度下，总宽度 Γ 很大，且洛伦兹线型在电离阈值以上可能不完整，因此无法正确归一化。为进行部分重归一化，我们采用所需的红侧翼修正：

$$\lim_{a \to -\Gamma/2\sqrt{\delta}} \int_a^{+\Gamma/\sqrt{\delta}} \phi(\omega, \omega')d\omega' = \left[\frac{1}{4} - \frac{tan^{-1}(\frac{a}{\Gamma/2\sqrt{\delta}})}{\pi}\right], \tag{9}$$

其中， a 是从低能量范围延伸至电离阈值的部分，达到最大值 $-\Gamma/2\sqrt{\delta}$。

3. 结果与讨论

对于 Fe XVII，计算的复杂程度和规模可见一斑。该离子因具有类氖基态组态，以及大量激发组态和由能级与跃迁构成的 n复合结构，在天体物理和实验室等离子体研究中具有重要意义，已有多篇前期研究对此进行了描述（[18] 及其中的参考文献）。我们采用了一项大规模 Breit-Pauli R 矩阵（BPRM）计算的新结果，该计算包含 218 个精细结构能级，主要由芯离子 Fe XVIII 的 $n = 2$、3、4 能级构成（另文报告）。所考虑的 587 个 Fe XVII 束缚能级（$E < 0$）主要由组态 $1s^2 2s^2 2p^6$（$^1S_0$）$1s^2 2s^p 2p^q n\ell$、$[SLJ]$（p、$q = 0-2$、$n \leq 10$、$\ell \leq 9$、$J \leq 12$）构成。对于（e + Fe XVIII）→Fe XVII系统，CC 计算中纳入的芯离子 Fe XVII 能级为：$1s^2 2s^2 2p^5$（$^2P^o_{1/2、3/2}$）$1s^2 2s^2 2p^q$、$n\ell$、$[S_i L_i J_i]$（$p = 4$、5、$n \leq 4$、$\ell \leq 3$）。自电离共振的里德伯系列对应于（$S_i L_i J_i$）$n\ell$、$n \leq 10$、$\ell \leq 9$；有效量子数定义为连续变量 $\nu_i = z/\sqrt{}$（$E_i - E$）（$E > 0$），覆盖至最高 Fe XVIII 芯能级的整个能量范围；$n = 2$、3、4 芯能级的能量范围为 E=0-90.7 里德伯（[17, 18]）。Fe XVII 的 BPRM 计算在 ∼40,000 个能量点上解析了 454 个具有自电离共振结构的束缚-自由截面。考虑到 Fe XVIII 有 217 个激发芯能级，每个能量点都进行卷积；对于每个（T, N_e）组合，卷积次数约为 10^9。

图2展示了 Fe XVII 的某一特定激发能级 $2s^2 2p^5[^2P^o_{3/2}]4d(^1F^o_3)$（电离能为 = 17.626 里德伯）的光电离截面在三种代表性密度下经等离子体展宽和未展宽的详细结果（请注意，共振峰高沿 Y 轴变化了 ∼10 个数量级）。图中明显呈现的主要特征如下。(i) 在 $N_e = 10^{21}$cc 下，自电离共振开始显著展宽，众多重叠里德伯系列也出现展宽。较窄的高-n l 共振消融至连续态中，而较强的低-n l 共振则保留其非对称线型，但峰高和宽度均有所减小。(ii) 当密度增加一至两个数量级，达到 $N_e = 10^{22-23}$cc 时，共振结构不仅展宽，其强度也会发生偏移，并在较宽范围内重新分布；该范围由各能量 $\hbar\omega$ 处的总宽度 $\Gamma(\omega, \nu_i, T, N_e)$ 决定（式4）。(iii) 斯塔克电离截断（表1）会产生阶梯状结构，代表共振完全消融至连续态后的平均结果。(iv) 自电离共振的总强度守恒，积分值通常偏差不超过 1-2%。例如，图2中的三种情况：未展宽结构（黑色）、不含斯塔克截断的展宽结构（红色）和含斯塔克截断的展宽结构（蓝色），数值积分值分别为 59.11、59.96 和 59.94。这也可用于检验数值积分和计算算法的准确性，同时检验参数 δ 的选取；该参数决定每个 T 和 N_e 下洛伦兹线型的能量范围。在本计算中，对于 N_e =10^{21-24}cc，该参数在 $\delta = 0$.01-0.05 之间变化。

图 3 展示了另一激发态 Fe XVII 能级$2s^2 2p^5[^2P^o_{3/2}]4d(^1F^o_3)$（电离能为 17.626 里德伯）在较低温度 10^6K 等温线下、不同中间密度时的类似结果。图 2 和图 3 均显示，

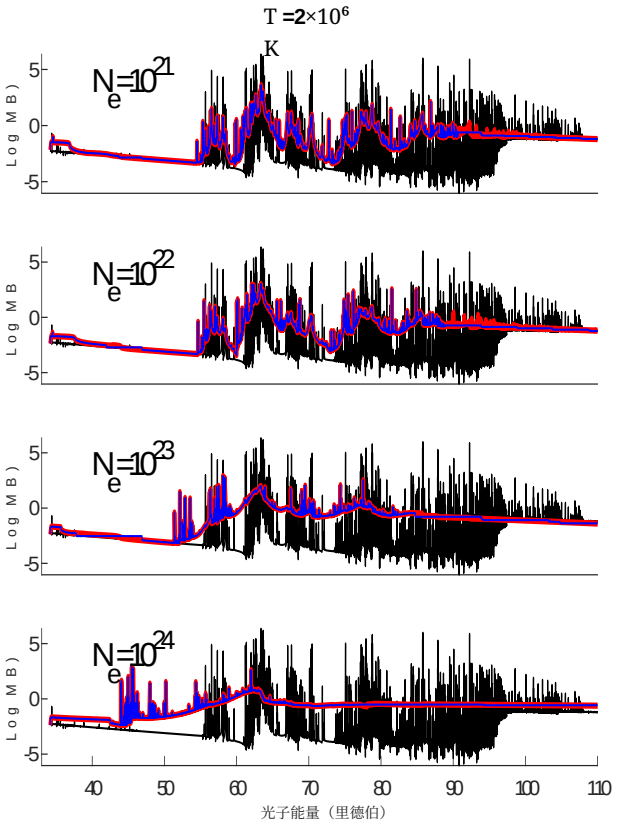

图 2. $\hbar\omega$ + Fe xvii $\rightarrow e$ + Fe xviii 束缚能级 $2s^2 2p^5[^2P^o_{3/2}]3p(^3D_2)$ 的等离子体展宽光电离截面（电离能为 37.707 里德伯），对应等温线 $T = 2 \times 10^6$K 和电子密度 $N_e = 10^{21,\ 22,\ 23}$cc：黑色 — 未展宽，红色 — 已展宽，蓝色 — 经斯塔克电离截断处理后展宽 ν_s^*(表1)。属于 217 个激发态 Fe XVIII 能级 E_i 的自电离共振复合体的里德伯系列 $\nu_i \leq 10$ 会随密度增加而展宽并发生位移，同时导致连续谱抬升和阈值降低。

低-n 共振向红移，高-n 共振则发生溶解。此外，共振强度重新分布，使背景连续谱升高；这些共振在高能区和重叠阈值处合并为一个。图 2 和图 3 的结果未考虑自由-自由跃迁，但表 1 讨论的结果中包含了这类跃迁，尽管发现其影响实际上可以忽略不计。

表1给出了与图 2 和图 3 相对应的等离子体参数。通过一个具有代表性的样本表，列出了温度 T(K) 和 N_e，以说明其物理意义。方程（4-7）中对应于 $\nu_i = 10$ 的最大展宽 Γ_{10} 由 CC-BPRM 计算所限定；这些计算描绘了截至 $\nu \leq 10$ 的未展宽 AI 共振轮廓，并依据量子亏损（QD）理论（即 [20, 4, 5] 及其中的参考文献），采用平均过程直至各阈值 $10 < \nu < \infty$。Γ_c(10) 和 Γ_s(10) 分别是碰撞展宽和斯塔克展宽分量的最大值。多普勒展宽 Γ_d 为

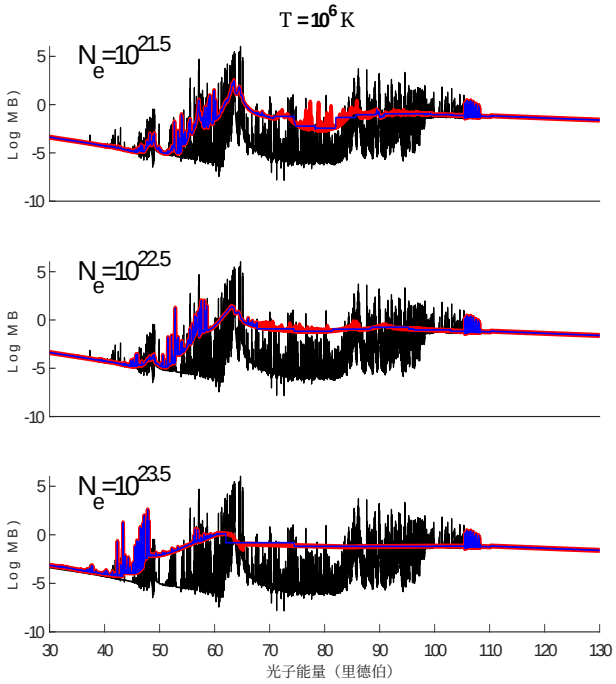

图3. Fe XVII 能级$2s^2 2p^5[^2P^o_{3/2}]4d(^1F^o_3)$的等离子体展宽光电离截面（电离能为17.626里德伯），沿着温度为 $T = 10^6$K、电子密度为 $N_e = 10^{21.5,\ 22.5,\ 23.5}$cc的等温线，如图2所示。

小得多，在 10^6K 和 2×10^6K 时分别为 1.18×10^{-3} 和 1.67×10^{-3} 里德伯，这验证了在高能量密度等离子体源中将其纳入方程（4）的合理性；但当 Γ_d 与 Γ_c 或 Γ_s 相当时，情况可能并非如此。 ν_s^* 和 ν_D 分别是对应于斯塔克电离截断和德拜半径的有效量子数。我们得到 $\nu_D = \left[\frac{2}{5}\pi z^2 \lambda_D^2\right]^{1/4}$，其中德拜长度 $\lambda_D = (kT/8\pi N_e)^{1/2}$。由表1可见，在所考虑的温度 T 和 N_e 下， $\nu_D > \nu_s^*$，这说明在此处可以忽略等离子体屏蔽效应；但在密度更高时，可能需要将其纳入考虑。

在表1中，通过比较 454 个具有自电离共振的 Fe XVII 能级（其他更高的束缚能级几乎没有共振） [23, 18]在采用展宽与未展宽截面时的罗斯兰平均不透明度之比 R，展示了自电离展宽对大规模应用的总体影响。对于任何原子或离子，R 都高度依赖于 T 和 N_e；对于 Fe XVII，沿 2×10^6K 等温线，随着 N_e 增加，等离子体展宽使 R 最多提高 58%，而沿 10^6K 等温线，增幅则降至 6%。计算 R 时纳入了 +ve 个能级之间约 70,000 个自由-自由跃迁，但由于这些跃迁涉及能级极高、布居数可忽略的能级，因此对展宽没有显著影响。不过，在辐射场强烈的不同等离子体环境中，或采用不同于此处所用的状态方程 [14]时，自由-自由跃迁可能产生更明显的影响。在等离子体环境中，自电离展宽对各能级截面的影响各不相同，因此通常也会对其在不透明度或原子过程速率方程中的贡献产生不同影响。一个

表1. 图2和图3中等温线上的等离子体参数； ν_D 对应德拜半径；R为有展宽和无展宽时Fe的 XVII 罗斯兰平均不透明度之比[23]； Γ_{10} 为 $\nu = 10$处的最大AI共振宽度。

T(K)	$N_e(cc)$	$\Gamma_{10}(Ry)$ $\nu = 10$	Γ_c(10)	Γ_s(10)	ν_s^*	ν_D	R
水平线 2×10^6	10^{21}	3.42(-1)	8.55(-2)	2.57(-1)	10.4	28.1	1.35
2×10^6	10^{22}	2.05(0)	8.55(-1)	1.19(0)	7.7	15.8	1.43
2×10^6	10^{23}	1.41(1)	8.55(0)	5.53(0)	5.6	8.9	1.55
2×10^6	10^{24}	1.11(2)	8.55(1)	2.57(1)	4.1	5.0	1.58
10^6	$3.1 \times 10^{21.5}$	8.17(-1)	2.71(-1)	5.46(-1)	9.0	17.8	1.47
10^6	$3.1 \times 10^{22.5}$	5.25(0)	2.71(0)	2.53(0)	6.6	10.0	1.13
10^6	$3.1 \times 10^{23.5}$	3.89(0)	2.71(1)	1.18(0)	4.8	5.6	1.06

临界的 (T,N_e) 范围因此可以通过数值确定；在该范围内，原子共振强度的重新分布和位移将十分显著，截面也应作相应修正。

4. 结论

主要结论如下：(I) 本文所述方法通常适用于高能量密度等离子体中原子过程的自电离共振。(II) 在某个临界范围内，截面会依赖于能量、温度和密度，进而发生展宽、位移并溶入连续态。(III) 为推广这一形式体系所必需的近似之一，是假设热多普勒宽度远小于碰撞展宽和斯塔克展宽，如本文所述；但考虑到自电离共振本身的不对称性，这种近似未必会导致显著误差（尽管这一点仍需在未来的研究中验证）。(IV) 斯塔克展宽和电离截断的处理采用了特设方法，但以状态方程表述 [14] 为依据，且与先前研究 [4]一致。(V) 由于自由-自由贡献小到可以忽略，因此仅在计算表1中的比值 R 时事后纳入，而未计入原子截面以及图 2 和图 3 所示的结果中；不过，在辐射强烈的特殊高能量密度环境中，它可能十分重要，此时应将其纳入总自电离宽度（式 4）的主要计算中。(VI) 随着等离子体密度升高，自电离共振向红移的预测结果应当可以通过实验验证。(VII) 在等离子体模型和模拟中，自电离共振强度的再分布尤其会体现在（e + 离子）激发和复合的速率系数中；在采用温度相关的麦克斯韦、普朗克或其他粒子分布函数进行不透明度计算时，也会体现在光吸收中。(VIII) 对自电离展宽各个独立贡献的处理仍可改进；本文概述的理论表述以如下假设为前提：

外部等离子体效应是微扰，可归入并叠加在内禀自电离效应之上。(IX) 该计算形式体系旨在便于实际应用；计算算法和通用程序 AUTOBRO 针对高能量密度等离子体模型中自电离展宽原子截面的大规模计算进行了优化。所需 CPU 时间主要取决于决定总宽度的密度 Γ；例如，在所报告的 Fe XVII、T=2×10^6 K 计算中，$N_e = 10^{21}$ cc 需要几分钟，而 ~3 cc 需要几小时。

致谢

感谢 Sultana Nahar 提供 Fe XVII 原子数据并参与讨论。

参考文献

[1] Burke P G 2011《原子碰撞的R矩阵理论》，Springer[2] Drake R P 2006《高能量密度物理学》，Springer[3] Hubeny Ivan 和 Mihalas Dimitri（2015）《恒星大气理论》，普林斯顿大学出版社[4] 不透明度项目组，1995，《不透明度项目》，物理研究所出版社，第1卷[5] Pradhan A K 和 Nahar S N 2011《原子天体物理学与光谱学》，剑桥大学出版社[6] Peach G 1981《物理学进展》30 367[7] Dimitrijevic M S 和 Konjevic N 1981《天文学与天体物理学》102 93[8] Dimitrijevic M S 和 Konjevic N 1987《天文学与天体物理学》172 345[9] Konjevic N 1999《物理学报告》316 339 [10] Yu Y 和 Seaton M J《物理学杂志B》20 6409[11] Hummer D 1965《皇家天文学会月报》70 1 [12] 曾采用多种方法实现 Voigt线型，但由于 $\Gamma_c >> \Gamma_d$，数值上不稳定。[13] Seaton M J 1990《物理学杂志B》23 3255；另见 [4]中的其他论文[14] Mihalas D、Hummer D G 和 D¨appen W 1988《天体物理学杂志》331，815[15] Inglis D R 和 Teller E 1939《天体物理学杂志》90 439[16] Seaton M J 2000《物理学杂志B》33 2677[17] Nahar S N、Pradhan A K、Chen G.-X 和 Eissner W 2011《物理评论A》，83，053417[18] Nahar S N 和 Pradhan A K 2016《物理评论快报》116 235003；同上，《物理评论快报》，117，249502[19] Gaunt因子 $G(T,z,\nu_i$ 取决于 T 和 z，与相似因子 $G(z)$ =($8\pi/3)\sqrt{(3)}\overline{g}$不同；当 $\nu_i \to 10$ 时，它趋近于拟合公式 G(z)=6.3-5.9/(1+z)，该公式见 [13, 4]。[20] 对于间隔较近的激发芯能级（如本文所述），量子缺陷区域 $10 < \nu_i < \infty$ 通常较小且彼此重叠。[21] Eissner W、Jones M 和 Nussbaumer H 1974《计算物理学通讯》8 270[22] Xiang W、Zeng J、Fu Y 和 Gao C 2012《现代物理学杂志》3，1670[23] 本文不讨论不透明度本身，因为它还取决于原子数据的准确性与完整性、等离子体源的状态方程及其他量；本文重点讨论原子过程中的自电离共振展宽。