

惯性约束聚变等离子体的光谱诊断(I)

段斌, 吴泽清, 王建国*

北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

* 联系人, E-mail: wang_jianguo@iapcm.ac.cn

收稿日期: 2007-09-13; 接受日期: 2008-03-20

国家自然科学基金(批准号: 10675025, 10574018, 10734140, 10878008)和中国 863 高技术专业委员会惯性约束聚变主题资助项目

摘要 利用经过评估的原子结构和动力学参数, 针对惯性约束聚变等离子体的局域和非局域热动平衡状态, 计算了等离子体中的特征发射光谱, 并分析其随等离子体温度密度变化的规律. 研究发现离子特征谱线的共振线强度比值、伴线与共振线强度比值对等离子体温度变化很敏感, 而特征谱线的线形函数对等离子体密度变化较敏感. 这些性质可以用来诊断等离子体温度和密度状态.

关键词

惯性约束聚变
等离子体发射谱
辐射线形
等离子体温度和密度诊断

惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)可能是永久解决人类日益增长的能源需求的方法之一. 而利用激光作为驱动源实现ICF是目前研究最多的方案. 激光打靶后, 靶丸内会形成高温(几个keV)、高密(10^{24} cm^{-3})、小时间尺度(10^{-9} s)并具有强耦合特征($\Gamma = e^2 n_e^{1/3} / kT_e \approx 1$, 这里 e 为电子电荷, n_e 为电子数密度, T_e 为电子温度, k 为波尔兹曼常数)的等离子体^[1]. 如何产生、研究和了解这样小时间和空间尺度的物质状态是对科学家和工程人员的一个巨大挑战.

描述这样的等离子体状态涉及电子温度、离子温度、电子密度、离子密度、离子的电荷态分布、离子激发态布居等参量. ICF研究的一个重要工作是诊断这些等离子体状态参量. 目前主要采用光学方法来诊断这样小时间和空间尺度的等离子体状态, 方法主要有两种: 一种是外加一束光, 利用等离子体对光的吸收情况来了解等离子体状态, 即背光方法; 另一种是利用等离子体本身发出的发射光谱来诊断等离子体自身状态^[2]. 发射光谱方法中, 最有效的手段是在聚变内爆靶丸中掺入少量中等核电荷数的示踪元

素, 然后通过测量这些示踪元素发射的特征谱线(如 $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, $\text{Ly}\gamma$, $\dots$, $\text{He}\alpha$, $\text{He}\beta$, $\text{He}\gamma$, $\dots$, 及其伴线等)并配合理论计算来推断靶丸内的等离子体状态. 这种方法的优点是: 掺入的示踪原子往往处于高剥离态、谱线结构简单, 这样有利于标识和分析; 同时由于这些谱线能量很高, 与等离子体相互作用弱、基本是光学薄的. 但实验一般只能测量一个综合效果, 不能直接得到等离子体状态的信息, 还要依赖理论计算结果与实验的对比来推断等离子体状态. 本文主要介绍利用特征光谱推断等离子体电子温度和密度的理论方法.

国外在高温高密等离子体特征光谱的理论研究和实验诊断方面都开展了大量工作^[3,4], 特别是最近十几年的时间里, 随着高精度谱仪的研究进展及大功率激光技术的进步, 特征谱线的识别和测量都有了很大的进展. 目前不但可以诊断靶丸内的等离子体平均温度和密度^[3,5], 而且正向诊断时间和空间分辨的等离子体温度和密度方向发展^[4,6]. 在国内, 最近几年中国工程物理研究院在实验方面也开始进行

了相应的研究工作. 2003 年测量得到了靶丸内掺入的类氢和类氦氩离子的特征谱线¹⁾. 2004 年发展了靶丸内表面涂硫技术用于诊断氙氙区形状, 测量得到了 Ar 和 S 类氢、类氦离子的特征谱线²⁾. 2005 年又继续进行了该实验, 直接观测到了氙氙区的形状及压缩状态, 取得了很好的预期效果³⁾. 在理论上, 李家明研究组^[7]研究过高温高密类氢离子的赖曼谱线线形. Wu 等人^[8]计算了等离子体发射特征谱线强度, 并推断了内爆靶丸中的平均等离子体温度和密度. 但前者没有计算等离子体中能够产生的特征谱线强度, 后者没有考虑特征谱线的线形、光学厚度等问题, 这与精密物理的要求相比是不够的, 也不能满足 ICF 未来研究的需求. 因此需要从研究等离子体状态对特征谱线的影响入手, 解决 ICF 特征谱线诊断中的一些基础理论问题以提高 ICF 特征谱线诊断精度.

本文利用经过评估的等离子体中原子过程参数, 采用局域热动平衡(local thermodynamic equilibrium, LTE)、碰撞辐射(collisional radiational, CR)和非局域热动平衡(nonlocal thermodynamic equilibrium, NLTE)等 3 种模型来计算等离子体中的特征光谱发射强度, 并分析研究特征谱线的共振线强度比值、伴线与共振线强度比值随等离子体温度密度变化的规律. 为了诊断等离子体密度, 也计算了特征谱线的线形函数. 在高密度的 ICF 等离子体中, 辐射线形是以斯塔克展宽为主^[9]. 利用 Hooper^[10]一阶微扰理论计算了辐射电子感受的微观电场, 并研究该微观电场随掺杂比例、电子温度和密度的变化规律. 利用该微观电场产生的斯塔克展宽, 得到了特征谱线的线形函数. 数值研究发现离子特征谱线的共振线强度比值、伴线与共振线强度比值对等离子体温度变化很敏感, 而特征谱线的线形函数对等离子体密度变化较敏感. 利用这些性质和理论计算的谱线强度、线形函数, 并通过与实验测量的光谱对比, 可以诊断 ICF 实验中的电子温度和密度.

1 原子参数计算和评估

在国内最近的 ICF 实验中, 靶丸内主要掺入氙气

体和硫. 因此针对国内的实验, 计算了氙和硫的重要特征谱线的发射强度. 本文中以氙为例, 给出计算方法和结果. 由于是高温高密环境, 氙原子被剥离到很高的离化度, 实验上目前测量得到氙的谱线主要是类氢、类氦和类锂的, 而很少测量到类铍的. 在理论上, 可以采用简单的 LTE 估计离子电荷态的分布, 可以发现在我们感兴趣的电子温度(约 500~1000 eV)和密度(大约 $10^{22-24}/\text{cm}^3$), 氙的 4 个离化度(包括裸核、类氢、类氦、类锂的氙)占据概率在九十几以上. 因此计算中我们只考虑 4 个离化度, 包括裸核、类氢、类氦、类锂的氙, 其他低价离子的影响是不重要的, 特别是诊断研究中, 只采用一个离化态的谱线强度比, 没有涉及不同离化态离子的谱线强度比, 因此结果对不同离化态离子的份额并不敏感. 在计算中需要的原子参数包括原子结构参数、辐射和碰撞动力学参数, 下面分别介绍.

1.1 原子结构和辐射动力学参数

采用完全相对论的组态作用方法^[11,12]计算原子的能级和光自发辐射跃迁速率. 计算结果与 NIST(<http://physics.nist.gov/>)的推荐数据进行了对比, 发现能级的计算精度在 1% 以内, 激发态到基态跃迁速率的计算精度好于 10%. 激发态到激发态之间的跃迁没有数据可以相比, 但由于是高离化态离子, 计算精度仍可以达到 10% 以内^[13].

1.2 碰撞动力学参数

这里涉及的碰撞动力学过程主要包括电子碰撞激发和退激发、电子碰撞电离和三体复合, 辐射复合及双电子复合等物理过程. 针对掺杂元素氙的特征谱线, 目前采用光学薄假设是合适的^[3], 因此忽略了光激发和光电离过程.

1.2.1 电子碰撞激发和退激发过程

利用准相对论的扭曲波方法^[14]计算电子碰撞激发截面和速率系数. 我们具有组态平均和细致能级两套计算方法和程序^[15], 通过与文献发表的实验和

1) 丁永坤. 中国工程物理研究院内部报告, 2003

2) 丁永坤. 中国工程物理研究院内部报告, 2004

3) 裴文兵. 中国工程物理研究院内部报告, 2005

理论数据的对比, 对这两套方法计算的数据进行了细致的评估^[16], 发现对目前的高离化态离子, 组态平均和细致能级两套方案计算的激发截面在百分之几的范围内相互符合. 与其他理论和实验的对比可以达到 15% 的精度^[16]. 电子碰撞退激发截面通过细致平衡关系由碰撞激发截面得到.

1.2.2 电子碰撞电离和三体复合过程

利用准相对论的扭曲波方法^[17]计算电子碰撞电离截面和速率系数. 这里也有组态平均和细致能级两套计算方法和程序¹⁾, 并通过与文献发表的数据对计算结果进行了认真的评估. 图 1 中以类氢氩的碰撞电离为例, 给出了计算的电离截面与其他理论^[18~20]和实验^[21]的对比. 可以看到我们的计算结果介于 Lotz^[19]公式与 Lennon 等人^[20]的扭曲波计算之间, 与 Zhao 等人^[18]的扭曲波计算很好符合, 并在测量^[21]的误差之内. 因此估计我们计算的碰撞电离截面可以达到 10%~20% 的误差精度.

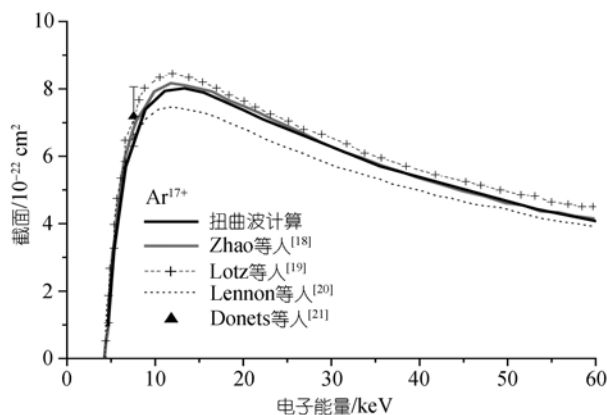


图 1 类氢氩基态 1s 电子的碰撞电离截面

1.2.3 辐射复合过程

辐射复合是光电离的逆过程. 利用相对论自洽场方法计算光电离过程^[22], 通过细致平衡得到辐射复合截面和速率系数. 计算中除了电偶极跃迁外, 也考虑了多极效应的影响. 对极低能电子辐射复合过程, 利用量子亏损理论来处理^[23]. 原则上, 计算光电离的精度与计算光激发或自发辐射跃迁过程的精度

是一样的. 评估辐射复合截面或速率系数的计算误差小于 10%.

1.2.4 双电子复合过程

采用准相对论^[24]和完全相对论^[25,26]两套方案计算氩离子的双电子复合过程. 我们的方法和程序经过大量工作的检验, 具有较高的计算精度. 对较高离化态的离子, 计算误差可以控制在 15% 以内. 在本文的工作中, 也与其他实验和理论进行了对比, 进一步检验了计算结果. 图 2 给出的类锂氩双电子复合过程的算例. 计算中考虑基态的 $\text{Ar}^{15+}(1s^2s)$ 通过中间态 $\text{Ar}^{14+}(1s^2pnl, 1s^23lnl')$ (这里 l, l' 为角量子数, n 为主量子数) 的双电子复合过程速率系数. 计算结果也与 Fouriner 等人^[27]的结果进行了对比. 由于 Fouriner 等人中间态选的不够, 因此计算结果比我们的低. 我们计算的截面与实验符合得很好^[28].

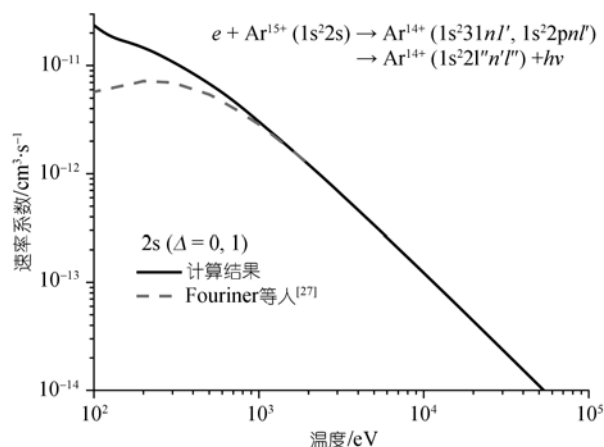


图 2 类锂的 $\text{Ar}^{15+}(1s^2s)$ 经过中间态 $\text{Ar}^{14+}(1s^2pnl, 1s^23lnl')$ 的双电子复合过程速率系数

2 等离子体的辐射光谱强度

由于内爆过程发生的时间尺度很短 (10^{-9} s), 靶丸内的物理状态相当复杂, 严格地说靶丸内的等离子体处于非局域热动平衡状态. 但是, 当等离子体密度 (更确切地说, 电子密度) 很高时, 电子与原子碰撞频率比辐射跃迁速率快得多, 以至于在等离子体中形成局域热动平衡状态, 即在每一局部区域由原子、电子和光子组成的物质处于温度为 T 的热动平衡状

1) 方泉玉, 中国工程物理研究院内部报告, 2002

态. 另一个极限是: 当等离子体密度很低温度较高时, 可以采用简单的碰撞辐射模型计算等离子体的发射光谱. 下面分 3 种情况进行讨论.

2.1 局域热动平衡模型

如果用 $p(N)$ 表示靶丸内示踪原子在 $Z-N$ (Z, N 分别为原子核电荷数和束缚电子数) 离化态上的百分比, $p(N, i)$ 表示在该离化态的第 i 个激发态的分布百分比. 当离子达到局域热动平衡状态后, 这些量可以依波尔兹曼-萨哈方程求出:

$$p(N, i) = \frac{g_i \exp(-\varepsilon_i / kT)}{\mu_N}, \quad (1)$$

$$\frac{p(N-1)}{p(N)} = 2 \left(\frac{2\pi m k T}{h} \right)^{3/2} \frac{\mu_{N-1}}{\mu_N}, \quad (2)$$

其中 m, k 和 h 分别为电子质量、波尔兹曼常数和普朗克常数; g_i 为电子微观状态的统计权重; 而配分函数 $\mu = \sum_i g_i \exp(-\varepsilon_i / kT)$. 进一步, 可以计算出在 LTE 条件下等离子体的特征谱线辐射强度为

$$I_{ij} \propto \frac{g_i}{\mu} A_{ij} M \exp(-\varepsilon_i / kT), \quad (3)$$

其中 A_{ij} 为能级 i 到 j 的自发辐射概率, M 为离子数密度. 从公式(3)可以看到, 特征谱线强度直接与等离子体温度有关. 特别是对同种离子的不同特征谱线, 配分函数是相同的, 它们的比值只依赖等离子体温度及确定的原子参数, 包括能级、统计权重和辐射跃迁速率. 知道了原子参数及实验中测量的特征谱线强度比值, 就可以决定等离子体温度. 值得注意的一点是: 在 ICF 诊断中, 往往利用几条特征谱线来诊断等离子体温度和密度状态, 所以并不要求等离子体不同离化度、不同能级的电子之间都达到 LTE 状态, 而只要我们关心的几条谱线上能级之间达到了 LTE 状态, 就可以利用它们进行温度诊断.

2.2 碰撞辐射模型

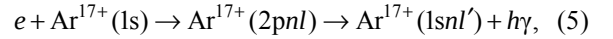
与 LTE 的高密度等离子体条件不同的是另一种极端情况: 高温低密度的等离子体. 此时离子主要处于低能量的基态, 激发态的布居正比于从基态到激发态的电子碰撞速率, 而碰撞退激发远低于自发辐射概率, 退激过程主要是自发辐射跃迁过程, 这就是

碰撞辐射模型. 在该近似下, 特征谱线强度:

$$I_{ij} \propto B_{ji}^N, \quad (4)$$

其中 B_{ji}^N 为离化度为 $Z-N$ 的离子从基态 i 到激发态 j 的碰撞激发速率系数. 由于碰撞激发速率系数与温度的依赖关系^[29], 可以通过特征谱线的强度比诊断等离子体温度. 另外, 由于碰撞激发过程具有 n_j^{-3} (n_j 为激发态 j 的主量子数) 的标度关系, 因此特征谱线强度也具有类似的性质^[30], 可以根据实验测量的谱线强度比分析等离子体是否处于高温低密度状态. 在高温低密度等离子体中, 也可以利用伴线与共振线的强度比诊断等离子体温度, 这种方法广泛应用于天体物理研究中^[31].

在低密高温等离子体中, 双电子复合过程是等离子体最重要的复合机制. 在双电子复合过程中, 会伴随有伴线光谱出现. 如以类氢氩的双电子复合过程为例, 有^[27]



该跃迁线为电子碰撞激发 ($e + \text{Ar}^{17+}(1s) \rightarrow \text{Ar}^{17+}(2p) + e$) 产生的共振线 ($\text{Ar}^{17+}(2p) \rightarrow \text{Ar}^{17+}(1s) + h\nu$) 的伴线. 由于这两条谱线都来源于 $\text{Ar}^{17+}(1s)$, 它们的谱线强度比只与电子温度和原子结构参数有关, 因此可以用来诊断等离子体温度. 特别是这两条谱线靠得很近, 易于实验的测量. 由于这种方法主要测量低密高温等离子体的电子温度, 是否能用于高温高密等离子体中还需要检验. 因为在高密度等离子体中, 还可以有多种机制产生伴线光谱.

2.3 非局域热动平衡模型

然而实际的 ICF 等离子体往往处于非局域热动平衡状态. 在这种条件下, 碰撞激发、碰撞电离、光激发、光电离等诸多过程及其逆过程都对原子系统的微观布居有贡献, 即对于某 N 个电子数的离子能级 i 布居数, 其速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dn(N, i)}{dt} = & \sum_j \left[n(N, j) (A_{ji}^N + B_{ji}^N) - n(N, i) (A_{ji}^N + B_{ji}^N) \right] \\ & + \sum_j \left[n(N+1, j) (C_{ji}^{N+1, N} + D_{ji}^{N+1, N}) \right. \\ & \left. - n(N, i) (C_{ij}^{N, N-1} + D_{ij}^{N, N-1}) \right] \end{aligned}$$

$$+\sum_j n(N-1, j) \left(C_{ji}^{N-1, N} + D_{ji}^{N-1, N} \right) - n(N, i) \left(C_{ij}^{N, N+1} + D_{ij}^{N, N+1} \right) \right], \quad (6)$$

其中 $n(N, i)$ 为某元素 N 个电子系统的第 i 能级上布居数, A_{ji}^N (A_{ij}^N), B_{ji}^N (B_{ij}^N), $C_{ij}^{N, N-1}$ ($C_{ji}^{N-1, N}$), $D_{ij}^{N, N-1}$ ($D_{ji}^{N-1, N}$) 分别为光激发、电子碰撞激发、电子碰撞电离和光电离等原子过程及其逆过程的速率系数. 一般而言, 方程组(6)是相互耦合的一阶常微分方程组. 除了速率系数大小相差多个数量级产生的刚性问题外, 它的求解困难还在于无法确定能级布居数的初始条件, 因此通常不直接求解它, 而是转向求解它的稳态方程或者准稳态方程来实现. 本文只限于讨论它的稳态方程求解, 而准稳态的求解方法将另文讨论.

在求解方程组(6)的稳态方程过程中, 用能级布居的概率密度替代数密度 $n(N, i) \rightarrow p(N, i)$, 同时令方程组的右边等于零, 这样得到关于 m 个能级的布居概率的齐次线性方程组. 但是这样的线性方程组不独立, 原因是各个原子过程及其逆过程之间存在细致平衡, 所以在实际中将最后一个方程用概率守恒条件来替代, 即齐次方程组变为

$$\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{b}, \quad (7)$$

其中, $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{X}$ 分别是系数矩阵和各能级布居概率 $p(N, i)$ 构成的列矢量, 而右边的列矢量 $\mathbf{b} = (0, 0, \dots, 1)^T$.

方程组(7)的求解可以通过高斯消元法计算出系数矩阵 $\mathbf{A}$ 的逆矩阵. 但是这样的解 $\tilde{\mathbf{X}}$ 存在误差, 原因是系数矩阵 $\mathbf{A}$ 是病态矩阵(即 $k = \|\mathbf{A}^{-1}\| \cdot \|\mathbf{A}\|$ 是很大的数). 根据文献[32], 对数值解 $\tilde{\mathbf{X}}$ 的误差估算的最简单方法是把解 $\tilde{\mathbf{X}}$ 直接代入方程(7)的左边, 并计算出误差 $\mathbf{b} - \mathbf{A}\tilde{\mathbf{X}}$. 另一种估算是任取矢量 $\mathbf{Z}$, 计算出 $\mathbf{A}\mathbf{Z}$ 且以此作为自由项代入解方程组(7), 然后按照同样数值方法求解方程(7)得到解 $\tilde{\mathbf{Z}}$, 最后通过比较 $\mathbf{Z}$ 和 $\tilde{\mathbf{Z}}$ 的相同位数来推断解 $\tilde{\mathbf{X}}$ 有效位数. 本文采用后者估算出双精度数值计算方程组(7)的近似解至少有 10 位的可靠数字.

求解稳态的速率方程(7)计算出各个离化度的基态和激发态的布居数, 进而可以计算辐射光谱的强度:

$$I_{ij} \propto p(N, i) A_{ij}, \quad (8)$$

其中 A_{ij} 为能级 i 到 j 的自发辐射概率.

采用第 2 节中经过评估后的原子参数, 求解速率方程(7). 图 3 给出了在不同的电子密度下, 随电子温度和密度变化的类氦离子 $\text{He}\beta$ 与 $\text{He}\alpha$ 共振线强度比. 计算中应用了 CR, LTE 和 NLTE 3 种等离子体模型. 可以清楚地看到, 在电子密度为 $1 \times 10^{24} \sim 2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 范围内 NLTE 模型计算的强度比介于 LTE 和 CR 模型之间. 随着电子密度增加、温度降低, NLTE 结果逐渐接近 LTE 值, 而随着电子密度降低、温度升高, NLTE 结果逐渐接近 CR 值. 但是在密度低于 $2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ 后, NLTE 中比值开始低于 CR, 这主要是因为 $\text{He}\beta$ 线上态能级的三体复合比 $\text{He}\alpha$ 大, 以致使该态的布居相对减少造成. 通过 NLTE 模型的计算, 可以检验简单的 LTE 和 CR 模型的计算精度. 需要强调一点, 即使对于同一个原子, 不同的能级之间达到 LTE 或 CR 模型的条件是不一样的, 如高激发态之间在较低的密度下, 就可能达到局域热动平衡, 而基态与激发态之间达到 LTE 则要求高得多的电子密度^[33]. 同时在图 3 中可以看到, 共振线强度比具有明显的温度依赖关系. 因此, 如果知道实际等离子态特征谱线强度比, 就可推断出不同模型下的电子温度. 通过比较这些温度, 可以正确推断电子温度的实际范围. 共振线强度比对密度的依赖则弱得多, 而 LTE 和 CR 模型计算的共振线强度比则是与密度无关的.

图 4 展示了在不同的电子密度下, Ar 原子 $\text{Ly}\alpha$ 线的共振线和伴线比值随温度的变化规律. 可以看出在电子温度为 200~1200 eV 的范围内, 电子密度虽然变化了近两个量级, 最高密度达到了 10^{24} cm^{-3} , 但伴线与共振线的强度比变化并不大. 因此可以说在一定的电子密度范围内, 共振线和伴线比值随电子温度变化的规律对密度不敏感. 可以利用该方法诊断高温高密的等离子体电子温度.

3 等离子体辐射线形

在 ICF 等离子体中, 离子辐射的线谱主要有 3 种展宽机制——自然展宽、多普勒展宽、斯塔克展宽(含电子碰撞展宽), 但是它们的大小是不一样的. 例如, 在电子温度和电子密度分别约为 1 keV 和 10^{23} cm^{-3} 条件下, 氦 $\text{Ly}\alpha$ 和 $\text{He}\alpha$ 的自然展宽为 0.26 和 0.22 eV,

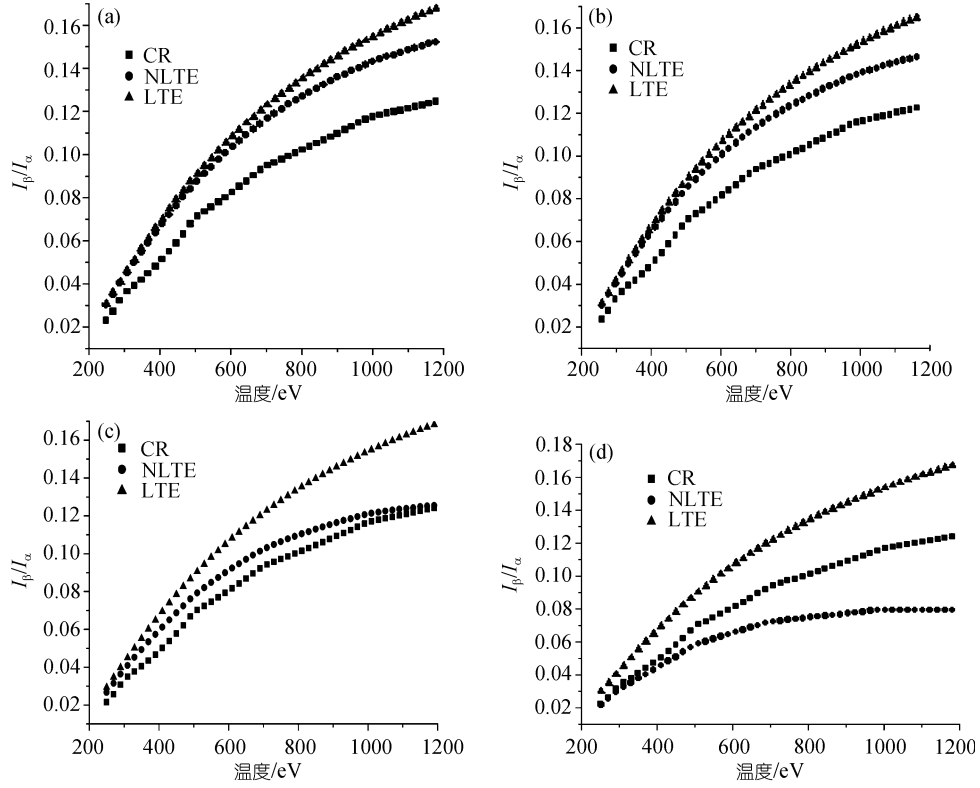


图3 随电子温度和密度变化的类氦离子 He β 与 He α 共振线强度比

(a) 电子密度为 $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$; (b) 电子密度为 $8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$; (c) 电子密度为 $2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$; (d) 电子密度为 $5.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

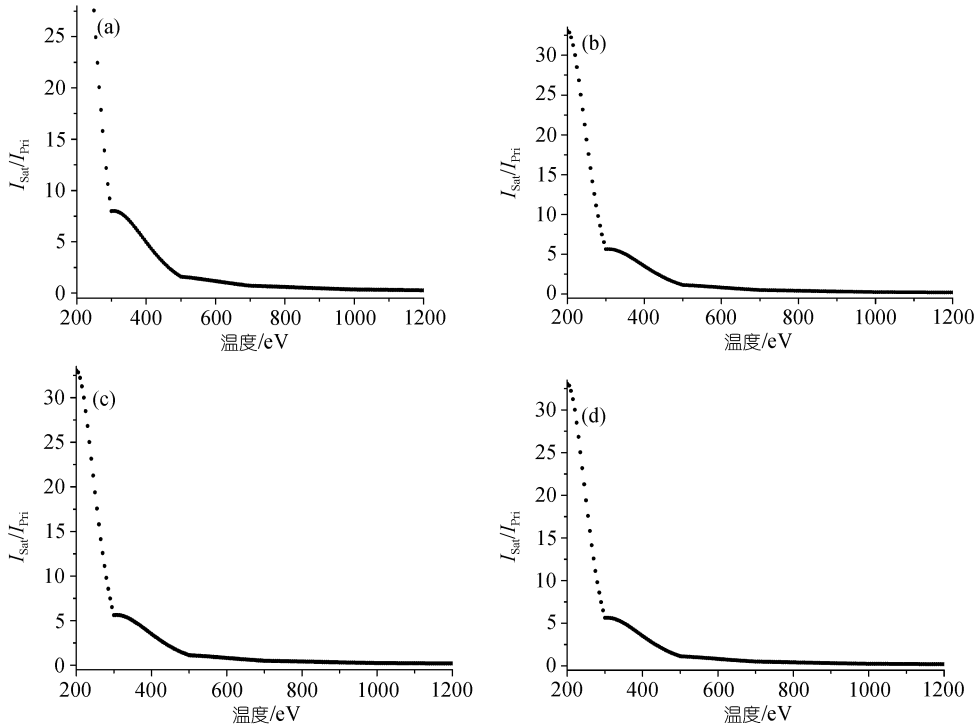


图4 Ly α 线的共振线和伴线比值

(a) 电子密度为 $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$; (b) 电子密度为 $8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$; (c) 电子密度为 $2.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$; (d) 电子密度为 $5.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

多普勒展宽为 2 eV 左右, 而斯塔克展宽则达到几十到几十个 eV. 所以 ICF 等离子体中, 辐射线形主要是由斯塔克展宽产生的.

在辐射线形以斯塔克展宽为主的 ICF 等离子体中, 电偶极跃迁($i \rightarrow f$)产生的辐射线形与辐射电子受到的两种独立的物理运动有关^[7,10,34,35]. 一种是质量较轻但运动快的自由电子的影响, 另一种是质量较大运动慢的带电离子的影响. 对于等离子体中自由电子对辐射电子的影响, 即电子碰撞展宽, 根据微扰论可以等效为偶极子或更高阶多级子对辐射电子的作用^[10]. 而带电离子的影响, 根据一阶 Hooper 理论^[10,34]可以等效为在发生辐射电子周围形成的微观电场, 其分布可写为

$$W(E) = \frac{1}{2\pi} \int \exp(-i\mathbf{l} \cdot \mathbf{E}) \frac{T_0(l)}{T_0(0)} \times \exp[n^+(h_{10}(l) - h_{10}(0)) + n^{++}(h_{01}(l) - h_{01}(0))] dl, \quad (9)$$

其中 n^+ , n^{++} 分别为等离子体中电荷态不同的离子数密度 $\frac{T_0(l)}{T_0(0)} = e^{-\gamma \epsilon_0^2 l^2}$ (γ 与等离子体条件参数相关的

参量, ϵ_0 为随电子平均距离 $r_e = (3n_e/4\pi)^{1/3}$ 变化而变化的场强单位); 指数因子 $h_{jm}(l)$ 与集团函数或 Usell 函数有关^[34].

图 5~7 表示了类氢氩离子中辐射电子感受到的

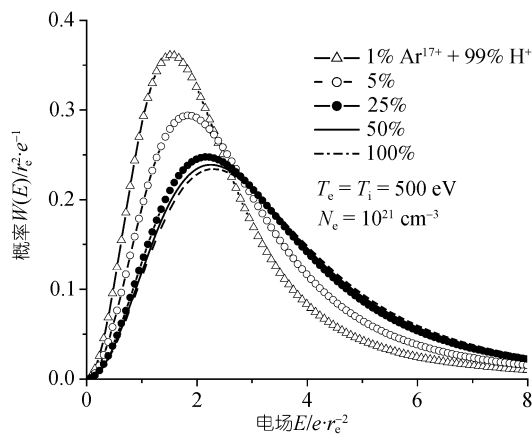


图 5 氩离子中电子感受到的微观电场分布随氢和氩等离子体中氩离子浓度的变化

这里电子和离子的温度为 500 eV, 电子密度为 10^{21} cm^{-3} , 场强的单位为 e/r_e^2 , $r_e = (3n_e/4\pi)^{1/3}$

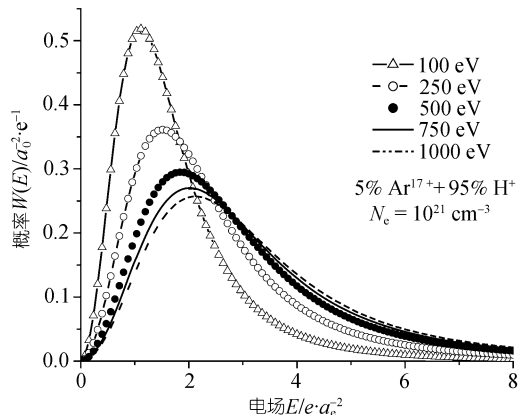


图 6 氩离子中电子感受到的微观电场分布随等离子体电子温度的变化

其中氩离子浓度的变化为 5%, 电子密度为 10^{21} cm^{-3} , 这里场强的单位为 e/r_e^2 , $r_e = (3n_e/4\pi)^{1/3}$

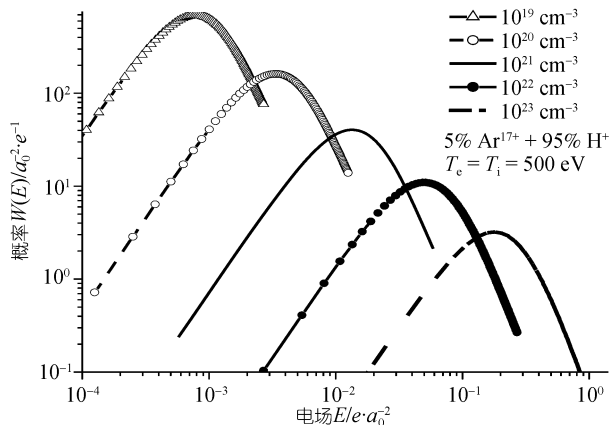
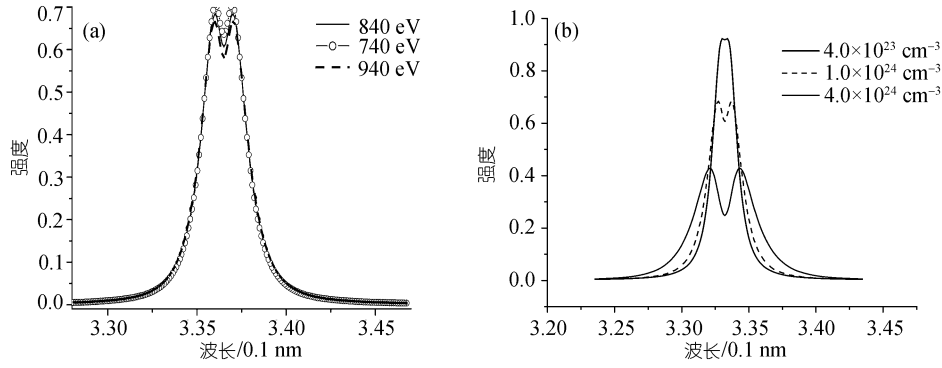


图 7 氩离子中电子感受到的微观电场分布随等离子体电子密度的变化

其中氩离子浓度的变化为 5%, 等离子体温度为 500 eV. 这里场强的单位为 $e \cdot a_0^{-2}$

微观电场分布随氩掺杂比例、电子温度和密度变化的情况. 从图中可以看出微观电场 $W(E)$ 随电子密度变化最为敏感. 究其原因主要是随电子密度增加, 离子密度也增加, 因此离子之间的距离变小, 微观电场增加. 同时随密度增加, 电子对离子的屏蔽会增强, 将减弱离子之间的相互作用, 但由于屏蔽主要是 Debye 屏蔽, 它对密度或温度的依赖并不是很强, 因此在几百 eV 到几个 keV 的区间对温度不是很敏感. 微观电场的这些响应特征必然通过 Stark 效应反映在辐射线形上, 即

图 8 Ar^{16+} 的理论计算 β 线线形(a) 电子密度 $N_e = 1.0 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$; (b) 电子温度 $T_e = 885 \text{ eV}$

$$I(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Re} \int dE w(E) \times \sum_{ii'} \sum_{ff'} \left(\sum_{\alpha} \langle i | d_{\alpha} | f \rangle \langle f' | d_{\alpha} | i' \rangle \right) \times \left[-i(\omega - \omega_{ff} - C_{ii'ff'} E) + \phi_{ii'ff'} \right]^{-1}, \quad (10)$$

其中 ω_{ff} , $C_{ii'}$, $\langle i | d_{\alpha} | f \rangle$ 和 $\phi_{ii'ff'}$ 分别为谱线中心位置、线性 Stark 线宽矩阵、偶极跃迁矩阵元以及电子碰撞线宽矩阵, 辐射体系的所有这些物理量都可以近似地等于无外场时的相应值。

在辐射线形的实际计算中, 先根据等离子模型计算出离子在各个离化态上的百分比分布, 然后根据(9)式计算出等离子态中产生辐射的电子感受到的微观电场, 最后计算出等离子体中离子辐射特征谱线线形(10)式。图 8 中以类氦氩的 $\text{He}\beta$ 特征谱线为例, 给出了其辐射线形随电子温度和密度的变化规律。从图 8 中可以看到, 谱线线形函数随电子温度变化很缓慢, 而随电子密度变化很敏感。因此可以在不知道等离子体温度的情况下, 利用线形函数来诊断等离子体中的电子密度。

在理论计算与实验测量的谱线线形进行对比的时候, 也需要考虑谱线的实验仪器展宽, 这也是 ICF 诊断中必须考虑的谱线展宽机制。有了 NLTE, LTE 或 CR 模型的谱线强度, 并结合谱线的线形函数就可以计算等离子体的发射光谱。在特征谱线不是很明显的情况下, 也可以利用总体的发射光谱诊断等离子体的温度和密度状态^[36], 这里不再详述。

4 总结

在对参杂物质氩的原子结构和动力学参数进行评估的基础上, 针对惯性约束聚变等离子体的 LTE, NLTE 以及 CR 模型, 计算了靶内各离子的能级布居, 进一步计算得到等离子体中的特征发射光谱强度, 并分析其随等离子体温度密度变化的规律。从一阶 Hooper 理论出发, 本文还计算并发现特征发射光谱以斯塔克展宽为主的辐射线形。这些研究表明离子特征谱线的共振线强度比值、伴线与共振线强度比值对等离子体温度变化很敏感, 而特征谱线的线形函数对等离子体密度变化较敏感。根据等离子体辐射光谱的线形对电子密度敏感估算出它的电子密度。

致谢 感谢李萍、张弘、方泉玉等同志提供的原子参数, 感谢颜君和李月明研究员的有益讨论, 感谢 ICF 领域的专家常铁强、丁永坤和裴文兵研究员在相关方面的讨论。

参考文献

- 1 常铁强, 贺贤土, 于敏. 高增益间接驱动惯性约束聚变物理过程. 强激光与粒子束, 1989, 1: 193—209
- 2 Lindle J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. Phys Plasmas, 1995, 2: 3933—4024 [\[DOI\]](#)

- 3 Hammel B A, Keane C J, Cable M D, et al. X-ray spectroscopic measurements of high densities and temperatures from indirectly driven inertial confinement fusion capsules. *Phys Rev Lett*, 1993, 70: 1263—1266[DOI]
- 4 Golovkin I, Mancini R, Louis S, et al. Spectroscopic determination of dynamic plasma gradients in implosion cores. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 045002-1—4
- 5 Burris-Mog T J, Mancini R C, Koch J A, et al. Analysis of the spatial structure of inertial confinement fusion implosion cores at OMEGA. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2003, 81: 487—497[DOI]
- 6 Burris-Mog T J, Mancini R C, Bailey J E, et al. Line broadening analysis of implosion core conditions at Z using argon K-shell spectroscopy. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2006, 99: 120—130[DOI]
- 7 侯氢, 李家明. 高温高密类氢离子光谱线形的研究. *物理学报*, 1988, 37: 1972—1980
- 8 Wu Z Q, Han G X, Yan J, et al. Theoretical calculations of isoelectronic line-ratio for plasma electron temperature diagnosis. *Chin Phys Lett*, 2003, 20: 529—532[DOI]
- 9 Greim H R. *Spectral Line Broadening by Plasmas*. New York: Academic Press, 1974
- 10 Hooper C F Jr. Electric microfield distributions in plasmas. *Phys Rev*, 1966, 149: 77—91[DOI]
- 11 Dylla K G, Grant I P, Johnson C T, et al. GRASP: A general-purpose relativistic atomic structure program. *Comput Phys Commun*, 1989, 55: 425—456[DOI]
- 12 Wang J G, Zuo Y, Dong C Z, et al. *Phys Rev A*, 1995, 52: 4274—4277[DOI]
- 13 曾思良, 董晨钟, 王建国, 等. Xe^{9+} 离子 $4d^9-4d^85p$ 跃迁的理论研究. *强激光与粒子束*, 2006, 3: 492—495
- 14 方泉玉, 蔡蔚, 沈智军, 等. 类镍离子的电子碰撞强度和速率系数. *计算物理*, 1996, 13: 415—420
- 15 方泉玉, 沈智军, 蔡蔚, 等. 类氟锗基态到 $n=3$ 精细能级的碰撞激发强度. *强激光与粒子束*, 1994, 6: 207—214
- 16 姚剑虹, 李萍, 刘春雷, 等. 氢离子原子过程参数的系统计算与评估: I 电子碰撞激发. *强激光与粒子束*, 2005, 17: 1349—1355
- 17 方泉玉, 李萍, 刘勇, 等. Al^{q+} ($q=0\sim 12$) 的电子碰撞电离截面和速率系数. *物理学报*, 2001, 13: 325—328
- 18 Zhao Y, Chen C Y, Xia H N, et al. Electron-impact ionization cross sections and rates for ions of argon. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2003, 77: 301—315[DOI]
- 19 Lotz W. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium. *Z Phys*, 1968, 216: 241—247[DOI]
- 20 Lennon M A, Bell K L, Gllbody H B, et al. Recommended data on the electron impact of atoms and ions: Fluorine to Nickel. *J Phys Chem Ref Data*, 1988, 17: 1285—1363
- 21 Donets E D, Orsyannikov V P. Investigation of ionization of positive ions by electron impact. *Sov Phys-JETP*, 1981, 53: 466—471
- 22 吴勇, 曾思良, 段斌, 等. C 原子、离子光电离过程的规律研究. *强激光与粒子束*, 2006, 08: 1379—1382
- 23 Wu Y, Zeng S H, Duan B, et al. Low-energy rate enhancement in recombination processes of Electron into bare uranium ions. *Chin Phys Lett*, 2007, 24: 404—408[DOI]
- 24 Zhang H, Li Y, Yan J, et al. A numerical study for dielectronic recombination processes in He-like Argon. *Commun Comput Phys*, 2007, 2: 795—805
- 25 Wang J G, Zuo Y, Dong C Z, et al. Theoretical calculation of dielectronic-recombination cross section for hydrogen-like Argon. *Chin Phys Lett*, 1995, 9: 530—532
- 26 Wang J G, Kato T, Murakami I. Validity of the n^3 scaling law in dielectronic recombination processes. *Phys Rev A*, 1999, 60: 2104—2111[DOI]
- 27 Fournier K B, Cohen M, Goldstein W H. Dielectronic recombination rates in H-like Ar^{17+} to Ne-like Ar^{8+} . *Phys Rev A*, 1997, 56: 4715—4732[DOI]
- 28 Zong W, Schuch R, Lindroth E, et al. Accurate determination of dielectronic recombination resonances with lithiumlike argon. *Phys Rev A*, 1997, 56: 386—394[DOI]
- 29 Fujimoto T. Kinetics of Ionization-recombination of a plasma and population density of excited ions. I. Equilibrium plasma. *Jpn J Phys Soc*, 1979, 47: 265—272[DOI]
- 30 Nakazaki S, Sakimoto K, Itikawa Y. Rate coefficients for the electron impact excitation of He-like sulfur ions. *Phys Scripta*, 1993, 47: 359—363[DOI]
- 31 金展, 张杰. 对天体等离子体中铝发射谱的理论研究. *物理学报*, 2001, 50: 365—368
- 32 冯康. *数值计算方法*. 北京: 国防工业出版社出版, 1978
- 33 Griem H R. *Plasma Spectroscopy*. New York: McGraw Hill, 1964
- 34 O'Brien J T, Hooper C F Jr. Low-frequency electric microfield distributions in a plasma containing multiply charged ions. *Phys Rev A*, 1972, 5: 867—884[DOI]
- 35 段斌, 吴泽清, 颜君, 等. Stark 线形与 ICF 等离子体诊断. *原子与分子物理学报*, 2006, 23: 73—77
- 36 Foord M E, Glenzer S H, Thoe R S, et al. Accurate determination of the charge state distribution in a well characterized highly ionized Au plasma. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 2000, 65: 231—242[DOI]