

Z箍缩Al等离子体X特征辐射谱线数值模拟及考虑叠加效应后的修正*

高启^{1)†} 张传飞²⁾ 周林²⁾ 李正宏²⁾ 吴泽清³⁾
雷雨¹⁾ 章春来¹⁾ 祖小涛¹⁾

1)(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

2)(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

3)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2013年11月25日收到; 2014年1月29日收到修改稿)

采用基于细致能级的非局域热动平衡模型, 对“强光一号”装置10174发次Z箍缩铝等离子体特征辐射谱进行细致的分析和计算, 提取电子密度约为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 数值计算结果显示, 采用单一等离子体状态参数不能很好地描述等离子体辐射特征谱线. 在进一步的分析计算中, 本文初步考虑高温区域和低温区域等离子体特征辐射谱线的叠加效应, 将等离子体划分为高温高密度和低温低密度两部分, 分析了两部分等离子体辐射对总辐射谱的贡献, 并给出了修正后的等离子体辐射谱线. 考虑叠加效应后, He α 伴线显著增强, 计算结果改善明显.

关键词: Z箍缩, 非局域平衡模型, 数值模拟, 叠加效应

PACS: 52.25.Jm, 52.25.Os, 32.70.-n

DOI: 10.7498/aps.63.125202

1 引言

利用发射光谱诊断等离子体状态是高温稠密等离子体诊断的关键技术手段之一. 该诊断方法具有精确度高, 不会对等离子体内部状态产生干扰等优点. 因此, 被广泛应用于惯性约束聚变(ICF)、Z箍缩等高温稠密等离子体诊断领域^[1-4].

国内外研究人员在测量方法和谱学数据解释方面做了大量工作, 建立了多种实验测量方法和等离子体模型^[5-9]. 在模拟计算特征辐射谱线时, 一般给定一组参数计算等离子体特征辐射谱线, 并通过调整参数使得理论计算结果与实验结果符合, 从而得到等离子体特征参数.

但是, 这种做法面临一个问题: 实验测量结果是各种辐射成分叠加在一起的综合结果. 而模拟计算时给定的单组等离子体参数则没有充分考虑这

一因素, 理论计算结果与实验测量结果往往不能很好地符合.

目前, 这一问题已经引起足够重视, 文献^[10]采用两组参数合成ICF等离子体辐射谱, 并取得了比较好的结果. 文献^[11]指出, Z箍缩等离子体高能连续谱主要来自于高温区域等离子体, 而特征辐射谱线反映的电子温度则是高温区域和周围低温区域等离子体的平均. 本文作者在文献^[12]中对“强光一号”Z箍缩装置10174发次光谱诊断实验谱分离提纯结果表明, 等离子体连续辐射谱主要来源于两部分状态差别较大的等离子体, 但限于篇幅, 内容偏重实验结果处理及电子温度的提取, 对特征辐射谱线详细的理论计算和分析没有涉及.

本文结合文献^[12]结果, 采用基于细致能级的非局域热动平衡(NLTE)模型, 对“强光一号”Z箍缩装置10174发次光谱诊断实验谱分离出的特征

* 国家自然科学基金-中国工程物理研究院联合基金(批准号: U1230124)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: fbc1980@163.com

辐射谱线进行了细致的分析和计算. 对特征辐射谱线的计算发现, 采用单一等离子体状态参数不能很好地描述等离子体辐射特征谱线, 理论计算 He α 伴线明显偏小. 因此, 进一步考虑等离子体辐射谱的叠加效应, 将等离子体分为位于中心的 core 层高温高密度区域和周围的低温低密度 shell 层区域, 分析了两部分等离子体辐射对总辐射谱的贡献, 对等离子体总的特征辐射谱线做出修正.

2 理论模型与计算说明

本文计算采用的模型为基于细致能级的非局域热动平衡模型. 等离子体离子布居数由下列速率方程决定 [13,14]:

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

在速率方程之中, $n(N, i)$ 表示核外电子数为 N 的第 i 个能级的离子布居数密度; A, B, C, D, E 分别表示碰撞激发与退激发、光激发与辐射退激发、碰撞电离与三体复合、光电离与辐射复合、自电离与双电子复合五个原子过程速率.

考虑吸收效应后, 在一维近似下, 沿 X 方向的谱辐射强度可以表示成

$$I_v = \int_0^x j_v e^{-\int_{x'}^x u'_v dx''} dx' + I_{v0} e^{-\int_{x_0}^x u'_v dx'}, \quad (2)$$

其中第一项表示所有 x' 点 ($0 \leq x' \leq x$) 产生的辐射经过衰减后到达 x 处的强度之和, 第二项表示外光源传输一段距离后到达 x 处的强度, 其中 u'_v 是有效吸收系数. 相关系数的计算说明及设定请参考文献 [13, 14]. 在该模型下, 原子结构和过程参数由 FAC 程序计算 [15].

3 计算结果与分析讨论

3.1 等离子体电子密度的确定

要计算等离子体特征辐射谱线, 首先需要确定等离子体电子温度、电子密度等参数. 根据文献 [12] 分析和诊断, “强光一号”装置 10174 发次 Al 等离子体连续辐射谱主要由等离子体中心的高温中心区域 ($T_e = 290.7 \text{ eV} \pm 1.2 \text{ eV}$) 和温度较低的壳层区域 ($T_e = 95.3 \text{ eV} \pm 8.3 \text{ eV}$) 两部分等离子体连续辐射谱叠加而成. 而特征辐射谱线主要由滞止状态的中心层等离子体区域辐射产生.

因此, 本文理论计算中心层等离子体 Ly α /(He α +IC) 跃迁相对强度比时, 原子结构参数和等离子体厚度参数取自文献 [13, 14]: 即等离子体的有效厚度取为 200 μm , 电子温度取连续谱诊断结果 $T_e = 290.7 \text{ eV}$ [12].

图 1 是根据 NLTE 模型计算得到的中心层等离子体 Ly α /(He α +IC) 相对跃迁强度比随等离子体电子密度变化曲线. 本文计算部分关键数据点, 如图中黑色虚心五角星数据点所示; 其余数据点通过差值得到, 如图中黑色短点线所示. 结合从实验特征谱线中提取的特征跃迁谱线相对比值 Ly α /(He α +IC) = 0.23 ± 0.01 , 可以初步推断出等离子体的电子密度大约为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

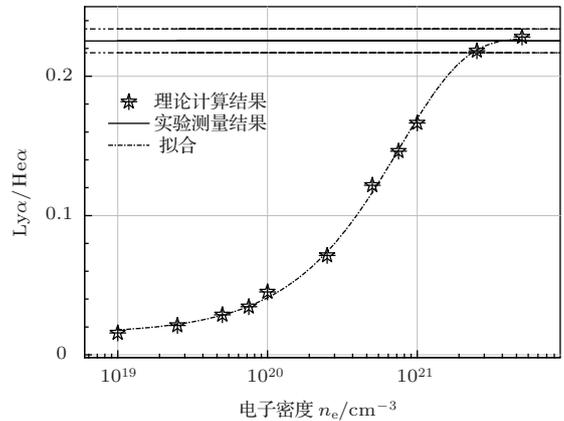


图 1 Ly α /(He α +IC) 相对跃迁强度比随等离子体电子密度变化曲线

3.2 Al 等离子体特征辐射谱线初步计算结果及存在的问题

图 2 为 NLTE 模型数值计算结果, 其中蓝色实线为根据提取的电子温度和电子密度采用 NLTE 模型、不考虑吸收效应时计算得到的特征辐射谱线; 红色实线为在蓝线的基础上, 考虑了吸收效应的

计算结果. 为了便于比较, 在图中同时给出了从实验谱中分离出来的特征辐射谱线^[12], 如黑色实线所示.

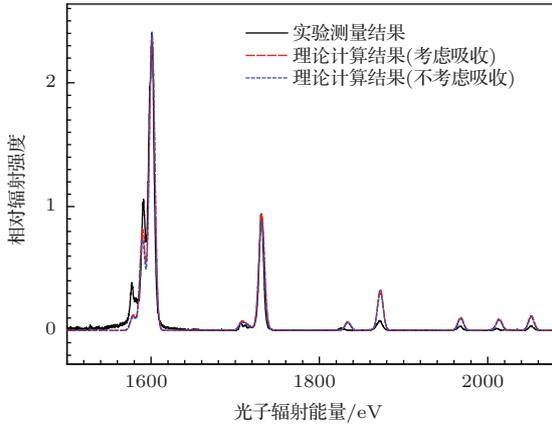


图2 (网刊彩色) 特征跃迁谱线理论计算结果与实验结果对比

由图2可以看出, 理论计算共振线结果与实验结果大致符合, He α 伴线明显偏低. 不考虑吸收效应时, Ly α 稍微偏低, He α 伴线则明显偏小, 能量区间 1800—2400 eV 跃迁线稍微偏大. 考虑吸收效应后, Ly α 共振线, He α 类 Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 伴线相对强度增加, 理论计算结果与实

验测量谱线符合程度明显提高. 但是 He α 类 Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 伴线相对强度无明显变化, 仍远低于实验测量谱线.

存在这一现象的潜在原因有两个: 1) Z 箍缩等离子体属于光学厚等离子体, 吸收效应非常明显, 考虑吸收效应后, 对共振线吸收非常明显, 而对伴线则几乎没有吸收, 计算时选取的等离子体厚度不同, 对共振线与伴线的相对强度影响较大; 2) 实验测量特征辐射线谱中可能包含了温度较低的等离子体辐射信息, 而在计算特征谱线辐射时没有考虑这一部分的影响, 造成等离子体跃迁谱线存在偏差.

为此, 本文在 100—500 μm 范围之间调整等离子体厚度, 并针对特定等离子体厚度, 在 1×10^{21} — $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 范围内微调电子密度, 使得理论计算结果与实验结果尽可能地符合, 并将其作为计算结果, 重新计算了不同厚度特征辐射谱线. 图3是不同等离子体厚度下, 理论计算 Ly α , He α 等谱线与实验结果对比. 结合图2和图3可以发现, 在 200 μm 时, 实验测量谱线强度与理论计算结果符合程度最高. 改变等离子体厚度, 在 He α 与 He α 伴线相对强度改变时, Ly α , He α 等共振辐射谱线

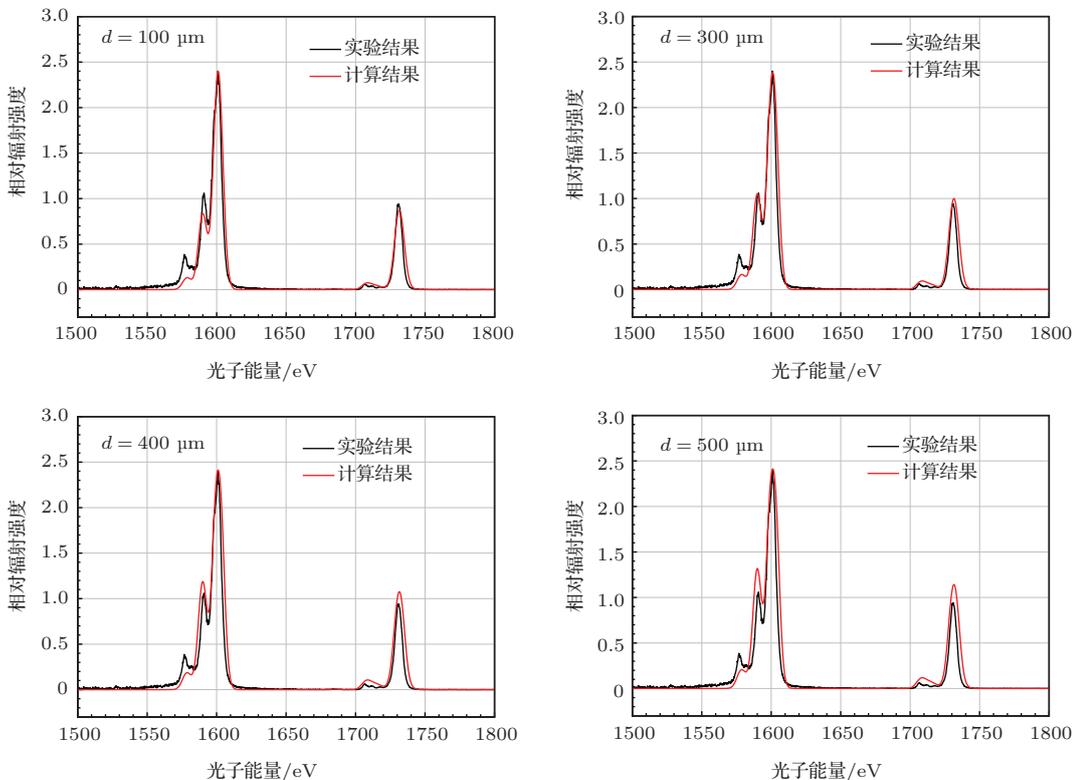


图3 (网刊彩色) 不同厚度等离子体特征跃迁谱线理论计算结果与实验结果对比

相对强度也明显发生改变, 理论计算谱线形状与实验谱线符合程度变差. 除共振线外, He α 伴线中类 Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 与 He α 线相对强度比对等离子体厚度比较敏感, 而类 Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 跃迁与 He α 线相对强度比在不同等离子体厚度时计算结果基本相同.

根据以上分析, 计算结果 He α 类 Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 伴线相对强度明显偏小这一问题, 应该与等离子体厚度和电子密度参数设置无关, 而是特征辐射线谱中包含了温度较低的壳层区域等离子体辐射信息, 在计算特征谱线辐射时却没有考虑这一部分的影响. 要得到更加准确的等离子体特征辐射谱, 需进一步考虑温度较低的壳层区域等离子体辐射的影响.

3.3 等离子体特征辐射谱线初步修正

由文献 [12] 分析可知, 10174 发次 Z 箍缩等离子体产生的连续谱辐射主要来源于两部分: 一部分来自高温等离子体, 其等离子体电子温度为 290.7 eV, 电子密度约为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$; 另一部分来自低温等离子体, 其平均电子温度为 95.3 eV, 其电子密度应低于高温区域等离子体电子密度. 实验测量连续辐射谱线是两部分等离子体辐射谱的叠加. 本文对特征谱线的计算和分析也发现, 采用单一的等离子体参数, 无法很好地描述实验谱线, 在

计算时, 必须考虑低温区域等离子体辐射谱的叠加效应.

因此, 在计算等离子体总的特征辐射谱时, 将等离子体分为高温高密度区域和低温低密度区域两部分, 采用两组等离子体参数计算合成光谱: 高温区域等离子体密度为电子温度为 290.7 eV, 电子密度为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 等离子体发光厚度为 200 μm ; 低温区域等离子体电子温度为 95.3 eV.

由于低温区域等离子体电子密度和发光厚度无法确定, 因此, 本文首先假定低温等离子体有效发光厚度为 α , 将电子温度为 95.3 eV、不同电子密度特征辐射谱线与电子温度为 290.7 eV、电子密度为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 征辐射谱线合成, 并调整 α , 使理论计算谱与实验测量谱形状最为相似.

根据文献 [15] 推算, Z 箍缩等离子体内爆过程中发光等离子体最大直径应在 11 mm 左右, 相对温度较低的低温区域等离子体辐射主要是类 Li L 壳层辐射, 具体有效辐射厚度数值尚且无文献报道, 但其应大于高温等离子体辐射直径且小于内爆过程中发光等离子体最大直径, 低温等离子体有发光厚度 α 调节应受此条件限制.

图 4 是电子温度为 95.3 eV、有效辐射厚度为 5 mm 时, 不同电子密度低温等离子体特征辐射谱. 由图 4 可以发现: 1) 等离子体电子温度为 95.3 eV 时特征辐射谱线主要是类 Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$, $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$, $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 特征跃

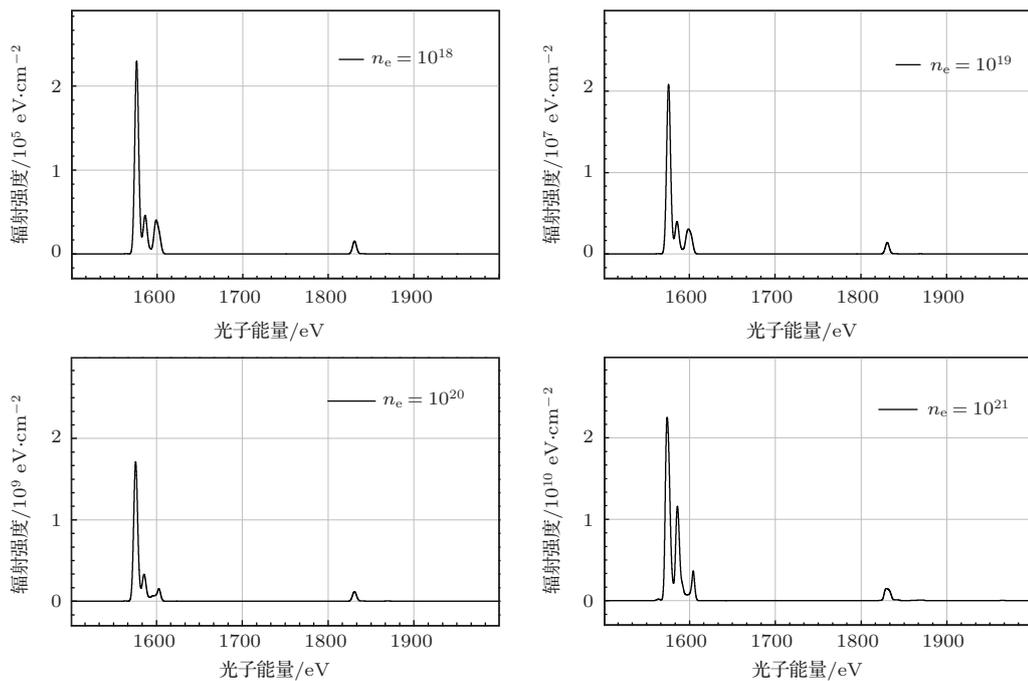


图 4 不同密度等离子体辐射谱

迁线和He α 特征跃迁线, 其他的跃迁非常弱; 2)随着电子密度增加, 光子辐射强度迅速增加, 在低温等离子体电子密度接近 10^{21} cm^{-3} 时, 类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 辐射强度与高温等离子体He α 伴线中类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 辐射强度相当.

结合上述讨论, 将不同电子密度低温等离子体辐射与高温等离子体辐射谱叠加, 发现在低温等离子体电子密度大于 $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 才可能出现合理的 α 值. 图5是在低温等离子体电子密度为 $1.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、不同厚度 α 时低温等离子体辐射谱与高温等离子体辐射谱叠加后的图像. 由图5可以发现: 改变低温等离子体有效辐射厚度参数 α , 类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 跃迁和类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 、类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 以及He α 跃迁变化比较明显. 其中, 类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 跃迁相对强度变化最大, 类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 次之, 类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 和He α 跃迁也有变化, 其他跃迁线相对强度几乎不受影响. 由此可以推断, 实验测量特征谱线中, 属于低温等离子体辐射贡献主要是类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 跃迁、类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 跃迁、类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 跃迁大, He α 跃迁也有一定贡献.

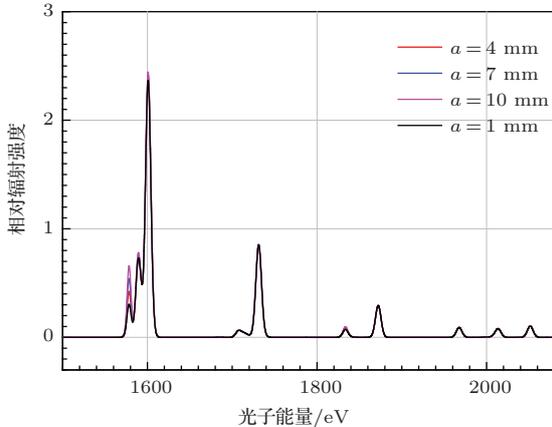


图5 (网刊彩色) 不同 α 值时高温等离子体与低温等离子体辐射谱叠加效果

最终, 考虑低温等离子体叠加效应后等离子体特征谱线如图6所示. 此时计算参数为: 低温等离子体电子密度为 $1.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度为95.3 eV; 高温等离子体电子密度为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度为290.7 eV; 低温等离子体有效辐射厚度 α 为5.5 mm. 图6中黑色实线为实验测量谱, 蓝色实线为考虑低温等离子体叠加效应后等离子体辐射特征谱线, 红色实线为高温部分等离子体特征辐射谱线. 由图6可见, 考虑低温区域等离子体修正

效应后, 特征辐射谱线He α 类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 伴线显著加强. 计算结果与不考虑低温区域等离子体辐射叠加效应相比, 与实验结果符合得更好.

综合以上分析, 可以得到一个初步的结论: 类H, 类He的共振线辐射主要反映了core层区域滞止状态下等离子体信息. 类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 跃迁, 类Li $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 跃迁线则包含了低温区域等离子体信息, 叠加效应主要体现在He α 的类Li $1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$ 伴线显著增强.

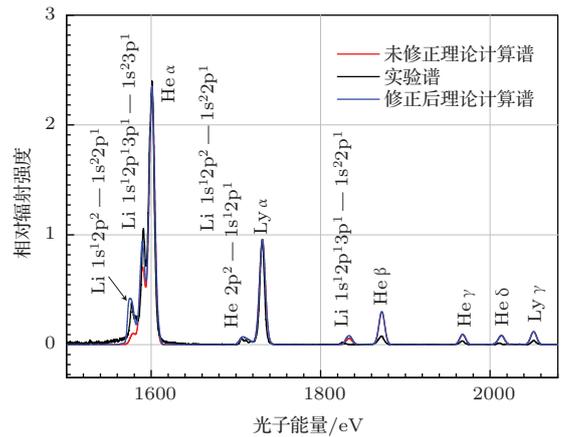


图6 (网刊彩色) 两种状态下理论计算结果与实验结果比较

4 结 论

本文结合“强光一号”装置10174发次实验结果, 采用基于细致能级的非局域热动平衡模型, 对Z箍缩铝等离子体特征辐射谱进行细致的分析和计算. 在电子温度通过连续谱斜率确定的情况下, 计算了 $\text{Ly } \alpha / (\text{He } \alpha + \text{IC})$ 相对跃迁强度随电子密度变化曲线, 提取了电子密度信息; 给出了相应的等离子体特征辐射谱线, 并细致分析了理论计算谱和实验测量谱产生差异的主要原因.

在此基础上, 考虑到中心层区域和壳层层区域等离子体特征辐射谱线的叠加效应, 进一步分析了两部分等离子体辐射对总辐射谱的贡献, 给出了考虑低温等离子体叠加效应后的辐射谱线. 根据本文的分析和讨论, 有如下的初步结论: 10174发次实验测量谱线主要由处于等离子体中心区域高温等离子体 (T_e 约为290.7 eV, n_e 约为 $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) 和处于外围区域的低温密度等离子体 (T_e 约为95.3 eV, n_e 无法确定) 两部分辐射叠加而成. 实验测量类H, 类He的共振线辐射主要反映了core层(高温)区域滞止状态下等离子体信息. 类Li,

$1s^1 2p^2 \rightarrow 1s^2 2p^1$, $1s^1 2p^1 3p^1 \rightarrow 1s^2 3p^1$ 等L层跃迁线则包含了壳层(低温)区域等离子体信息. 考虑低温等离子体特征辐射的叠加效应后, He α 伴线辐射所占份额显著上升, 理论计算得到的特征谱线与实验结果更加符合.

参考文献

- [1] Keane C J, Lee R W, Hammel B A, Osterheld A L, Suter L J, Calisti A, Khelifaoui F, Stamm R, Talin B 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2780
- [2] Shlyaptseva A S, Hansen S B, Kantsyrev V L, Bauer B S, Fedin D A, Ouart N, Kazantsev S A, Petrashen A G, Safronova U I 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1241
- [3] Liang G Y, Bian X, Zhao G 2004 *Chin. Phys. B* **13** 891
- [4] Li Y Q, Yuan J M, Wu J H 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3627
- [5] Duan B, Wu Z Q, Yan J, Li Y M, Wang J G 2007 *J. At. Mol. Sci.* **24** 1 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 颜君, 李月明, 王建国 2007 原子与分子物理学报 **24** 1]
- [6] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Sci. China G: Phys. Mech. Astron.* **39** 43 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学 **39** 43]
- [7] Ding Y N, Meng G W, Wang Y, Xu Y, Yan J, Yang G H, Yang J M, Zang J Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 985 (in Chinese) [丁耀南, 孟广为, 汪艳, 许琰, 颜君, 杨国洪, 杨家敏, 张继彦 2008 物理学报 **57** 985]
- [8] Liu S B, Hu Q L 2006 *Chin. Phys.* **15** 2357
- [9] Li J, Yang G H, Zhang B H, Zhang J Y, Zhou Y Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2389 (in Chinese) [李军, 杨国洪, 张保汉, 张继彦, 周裕清 2000 物理学报 **49** 2389]
- [10] Pu Y D, Jin F T, Zhang L, Ding Y K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045210 (in Chinese) [蒲昱东, 靳奉涛, 张璐, 丁永坤 2011 物理学报 **60** 045210]
- [11] Meng S J, Li Z H, Qin Y, Ye F, Xu R K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045211 (in Chinese) [蒙世坚, 李正宏, 秦义, 叶繁, 徐荣昆 2011 物理学报 **60** 045211]
- [12] Gao Q, Zhang C F, Zu X T, Zhou L, Li Z H, Wu Z Q, Lei Y, Zhang C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 095201 (in Chinese) [高启, 张传飞, 祖小涛, 周林, 李正宏, 吴泽清, 雷雨, 章春来 2014 物理学报 **63** 095201]
- [13] Gao Q, Wu Z Q, Zhang C F, Li Z H, Xu R K, Zu X T 2012 *Sci. China G: Phys. Mech. Astron.* **42** 385 (in Chinese) [高启, 吴泽清, 张传飞, 李正宏, 徐荣昆, 祖小涛 2012 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学 **42** 385]
- [14] Gao Q, Wu Z Q, Zhang C F, Li Z H, Xu R K, Zu X T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 015201 (in Chinese) [高启, 吴泽清, 张传飞, 李正宏, 徐荣昆, 祖小涛 2012 物理学报 **61** 015201]
- [15] Wu G, Qiu A C, Lü M, Kuai B, Wang L P, Cong P T, Qiu M T, Lei T S, Sun T P, Guo N, Han J J, Zhang X J, Huang T, Zhang G W, Qiao K L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4779 (in Chinese) [吴刚, 邱爱慈, 吕敏, 蒯斌, 王亮平, 丛培天, 邱孟通, 雷天时, 孙铁平, 郭宁, 韩娟娟, 张信军, 黄涛, 张国伟, 乔开来 2009 物理学报 **58** 4779]

Simulation of Z-pinch Al plasma radiation and correction with considering superposition effect*

Gao Qi^{1)†} Zhang Chuan-Fei²⁾ Zhou Lin²⁾ Li Zheng-Hong²⁾ Wu Ze-Qing³⁾
Lei Yu¹⁾ Zhang Chun-Lai¹⁾ Zu Xiao-Tao¹⁾

1) (School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

3) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 25 November 2013; revised manuscript received 29 January 2014)

Abstract

In this article, the X ray special line radiation from Z-pinch Al plasma is calculated by using non-local-thermodynamic-equilibrium model (NLTE) based on digital energy level. The electron density of Z-pinch plasma at centre is obtained. The single plasma state parameter cannot well describe the special line radiation. In the next step, the Z-pinch plasma is divided into two parts: high electron temperature plasma at centre and low electron temperature plasma. The superposition of radiations from two parts is analyzed, and modified calculation result is presented. The calculation results are significantly improved after the superposition of radiations from two parts has been taken into account.

Keywords: Z-pinch, non local thermodynamic-equilibrium model, digital simulation, superposition

PACS: 52.25.Jm, 52.25.Os, 32.70.-n

DOI: [10.7498/aps.63.125202](https://doi.org/10.7498/aps.63.125202)

* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1230124).

† Corresponding author. E-mail: fbc1980@163.com