

中国联合球形托卡马克氦放电等离子体的碰撞辐射模型及其在谱线比法诊断的应用*

谢会乔[†] 谭熠 刘阳青 王文浩 高喆

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2013年12月12日收到; 2014年1月28日收到修改稿)

介绍了针对中国联合球形托卡马克氦放电等离子体建立的碰撞辐射(CR)模型. 给出CR模型计算的来自主量子数 $n = 4$ 激发态能级的三条谱线的强度比 $447.1 \text{ nm} (2^3\text{P}-4^3\text{S})/492.2 \text{ nm} (2^1\text{P}-4^1\text{D})$ 和 $492.2 \text{ nm}/504.8 \text{ nm} (2^1\text{P}-4^1\text{S})$ 在电子温度 T_e 和电子密度 N_e 空间内的计算结果. 建立了根据谱线强度比确定 T_e 与 N_e 的谱线比法. 将该方法应用在氦放电等离子体诊断上, 通过与微波干涉仪测量结果的对比以及CR模型与实验测量的激发态数密度的对比验证了方法的有效性. 分析了引起诊断结果误差的因素, 包括实验测量设备误差、CR模型使用的速率系数不确定度与能级选取, 以及光谱测量的弦积分特性等.

关键词: 发射光谱, 碰撞辐射模型, 谱线比法, 中国联合球形托卡马克

PACS: 52.25.Os, 78.47.da, 34.80.Dp, 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.63.125203

1 引言

利用等离子体的谱线辐射强度比进行电子温度 T_e 和电子密度 N_e 诊断的方法具有不干扰等离子体、光谱测量设备简单且不受复杂电磁环境的影响以及仅需进行相对标定的优点^[1,2] 而得到了广泛应用^[3-5]. 作为聚变产物, 氦在聚变等离子体实验装置中是一种固有元素. 利用氦原子谱线进行电子参数诊断不会为等离子体带入新的杂质, 在高温聚变等离子体研究中得到了充分的重视. 国际热核聚变装置(ITER)已经考虑将氦原子的谱线诊断作为一种重要的诊断手段^[6]. 在LHD^[7], TEXTOR^[8,9], COMPASS-D^[10], TJ-II^[11] 和MST^[12] 等装置中, 通过测量氦原子的发射谱线强度比实现了等离子体边界的电子参数诊断, 其适用的电子参数范围为^[9]: $10 \text{ eV} < T_e < 250 \text{ eV}$, $2.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} < N_e < 2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. 在小型托卡马克装置中, 等离子体的参数较低, 氦的发射

光谱诊断可以适用于整个等离子体区域.

从谱线强度比数据中分析出等离子体 T_e 和 N_e 的过程以碰撞辐射模型(collisional-radiative model)对等离子体谱线强度比与 T_e 和 N_e 之间关系的计算为基础^[1,7,13-15]. 针对中国联合球形托卡马克(SUNIST)氦放电等离子体的特点, 本文建立了碰撞辐射(CR)模型. 基于模型对三条谱线强度比 $447.1 \text{ nm} (2^3\text{P}-4^3\text{S})/492.2 \text{ nm} (2^1\text{P}-4^1\text{D})$ 和 $492.2 \text{ nm}/504.8 \text{ nm} (2^1\text{P}-4^1\text{S})$ 的计算结果, 得到了SUNIST放电平顶段的 T_e 和 N_e 参数, 通过CR模型计算的激发态数密度结果与实验测量进行对比, 复核了CR模型的自洽性. 本文对引起实验测量与模型计算误差的一些因素也进行了讨论.

2 氦放电等离子体与实验安排

SUNIST^[16] 是一台小型球形托卡马克研究装置. 主要参数为: 大半径 $R_0 = 0.3 \text{ m}$, 小半径 $a = 0.23 \text{ m}$, 等离子体电流 I_p 约为 50 kA , 边

* 国家自然科学基金(批准号: 10990214, 11175103, 11261140327, 11075092, 11005067) 和国际热核聚变实验堆(ITER)计划(批准号: 2013GB112001)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xiehq@sunist.org

界的电子温度 $T_e = 20\text{--}100\text{ eV}$, 电子密度 $N_e = 1 \times 10^{12}\text{--}10 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ [17], 真空室本底气压约为 $5 \times 10^{-5}\text{ Pa}$, 氦气放电气压范围 $p_{\text{gas}} = 2 \times 10^{-3}\text{--}5 \times 10^{-3}\text{ Pa}$.

图1显示的是氦气放电时等离子体电流与可见光辐射波形. 在放电起始阶段, 工作气体被电离并约束在磁场中形成等离子体电流. 此时, 大量原子被激发并产生辐射, 可见光信号快速上升, 等离子体处于电离过程大于复合过程的状态, 碰撞辐射过程未达到平衡. 当可见光开始下降时, 虽然等离子体电流尚未进入平顶阶段, 但等离子体内的碰撞辐射过程开始趋于平衡. 等离子体平顶段过后, 欧姆场加热能力减弱, 等离子体电流开始下降, 此时的复合过程开始逐渐增大, 碰撞辐射平衡也被破坏.

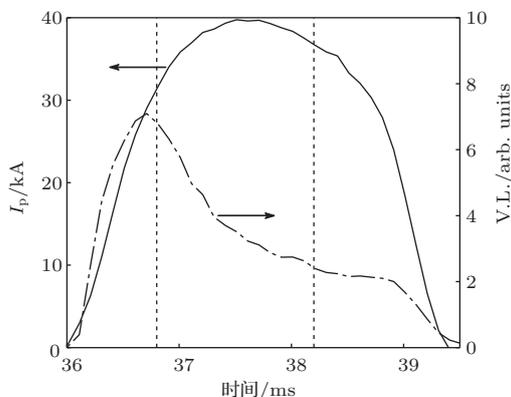


图1 SUNIST 氦放电等离子体电流 (I_p) 与可见光辐射 (V.L.) 信号

实验测量安排如图2所示. 在赤道面内, 两条光纤通过石英玻璃窗口, 在同一位置朝向真空室中心方向收集SUNIST氦气放电等离子体发出的可见光.

实验使用的1 m焦距单色仪具有闪耀波长为400 nm, 刻线密度为2400 g/mm的全息光栅. 在单色仪出口使用光电倍增管作为探测器件, 可以保证测量的时间响应满足SUNIST脉冲放电等离子体(持续时间约10 ms)的要求. 实验中两台单色仪配合使用, 可以对两条谱线同时进行测量. 实验前, 使用汞灯对两台单色仪的光谱分辨率 δ_λ 和波长准确度 Δ_λ 进行了标定. 使用标准钨灯对两台单色仪的系统整体响应 R 进行了相对标定.

实验过程中, 使用一台94 GHz微波干涉仪测量等离子体的平均电子密度 $\overline{N_e}$. 微波波束沿图2中与光谱测量相同的路径打入真空室, 在中心柱处被反射, 由位于石英玻璃窗口前的喇叭天线接

收. 波束两次通过等离子体, 由等离子体电子密度引起的相移需要计入两倍的沿测量路径的积分.

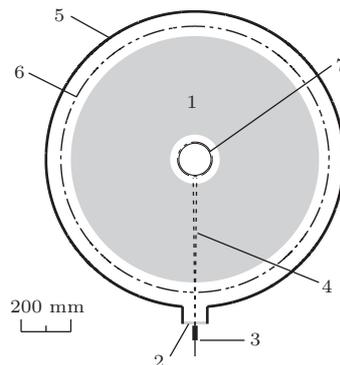


图2 实验测量安排示意图 1, SUNIST 氦气放电等离子体赤道面; 2, 石英玻璃窗口; 3, 光纤接口; 4, 单色仪与94 GHz微波干涉仪的测量路径; 5, 外真空室壁; 6, 外限制器边缘; 7, 内真空室壁与内限制器边缘

3 碰撞辐射模型与谱线比法

首先针对SUNIST氦放电等离子体建立CR模型, 然后介绍氦原子发射谱线强度与对应激发态数密度的关系, 最后给出利用实验测量到的原子发射谱线强度比获得等离子体的 T_e 和 N_e 参数的方法.

3.1 氦原子的碰撞辐射模型

本文的CR模型包含主量子数 $n \leq 7$ 的所有激发态能级以及氦的两个离子 He^+ 与 He^{2+} . 将轨道角动量 $l \geq 3$ 的能级合并成为一个能级, 记为F能级. 图3所示为本文CR模型的氦原子能级图.

能级 p 的粒子数密度 N_p 的速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} = & - \left\{ \sum_{q \neq p} C_{pq} N_e + \sum_{q < p} A_{pq} \right. \\ & \left. + S_{p1} N_e + S_{p2} N_e \right\} N_p \\ & + \left\{ \sum_{q \neq p} C_{qp} N_e N_q + \sum_{q > p} A_{qp} N_q \right\} \\ & + \{ \beta_p + \beta_{d,p} \} n_{i1} N_e \\ & + \{ \alpha_{2,p} N_e \} n_{i2} N_e, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $q < p$ 表示 q 能级位于 p 能级之下; A_{pq} 为 p 能级到 q 能级跃迁的爱因斯坦系数 [18]; C_{qp} 为电子碰撞跃迁速率系数 [19]; S_{p1} 与 S_{p2} 分别为 p 能级粒子电子碰撞电离至 He^+ 与 He^{2+} 离子的速率系数 [19]; β_p , $\beta_{d,p}$ 以及 $\alpha_{2,p}$ 分别为 He^+ 离子的辐射复合 (radiation recombination) 速率系数, 双电子复合 (dielectric recombination) 至基态速率系数以及

He²⁺ 离子三体复合过程速率系数^[20-23]. He⁺ 与 He²⁺ 离子的数密度记为 n_{i1} 与 n_{i2} .

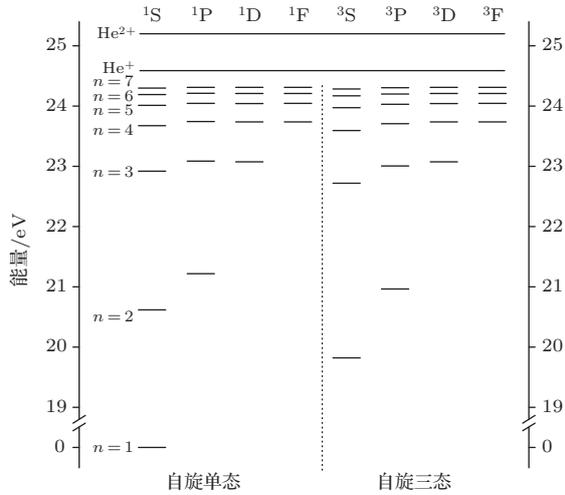


图3 氦原子能级图

对于基态能级 1¹S, 其主要损失过程包括电子碰撞激发与电离; 主要产生过程包括激发态电子碰撞退激发和自发辐射跃迁以及 He⁺ 离子的辐射复合与双电子复合过程. 对于氦原子的普通激发态 p 和亚稳态 (2¹S 和 2³S), 忽略其电子碰撞双电子电离与双电子复合过程, 主要损失过程为: 电子碰撞激发与退激发, 自发辐射跃迁与电子碰撞电离过程; 主要产生过程为电子碰撞激发与退激发, 自发辐射跃迁与 He⁺ 离子辐射复合过程. He⁺ 离子的主要损失过程为电子碰撞电离、辐射复合以及双电子复合过程; 主要产生过程为原子激发态碰撞电离以及 He²⁺ 离子复合过程. 对于 He²⁺ 离子, 其损失主要通过电子碰撞复合至 He⁺ 离子; 主要产生过程为基态原子与 He⁺ 离子的电子碰撞电离.

对于达到平衡的磁约束聚变等离子体而言, 等离子体中粒子碰撞和辐射跃迁过程的时间常数远小于等离子体的粒子约束时间^[24], 我们采用粒子数方程达到稳态时的计算结果. 本文稳态情况下的 CR 模型只适合如图 1 所示虚线中间放电段的等离子体, 这也是 SUNIST 等离子体可以用来进行托卡马克物理研究的放电时段.

图 4 给出了当电子密度 $N_e = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时, 在碰撞辐射过程达到稳态平衡时, 本文 CR 模型与 FLYCHK^[25] 代码计算的平均电荷数随 T_e 的变化曲线. 由图 4 可知, 当 $T_e > 10 \text{ eV}$ 时, 两者的计算结果可以符合, 等离子体中的氦原子几乎已经达到完全电离的状态. 两者的计算结果在 $T_e = 2-10 \text{ eV}$

范围内有最大约 30% 的误差, 主要是因为两者使用的电子碰撞截面不同造成的. 本文 CR 模型计算结果在 $T_e = 2.5-6 \text{ eV}$ 的阶梯是所使用的碰撞截面拟合公式的精度较差造成的. 此时 T_e 在两能级能量差附近, 碰撞反应截面具有比较复杂的行为, 无论理论计算还是实验测量都难以获得满意的结果^[19].

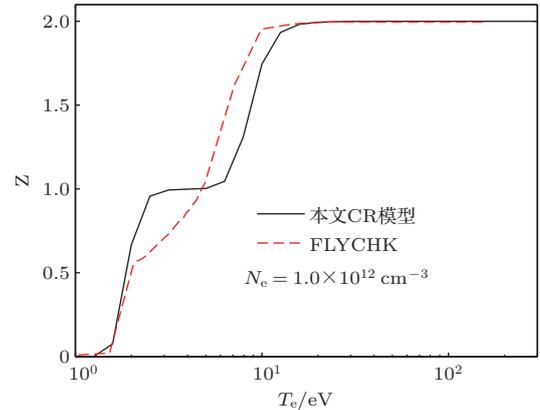


图4 氦等离子体稳态时平均电荷数与电子温度 T_e 的关系

3.2 氦原子发射谱线强度

氦原子从 q 能级跃迁至 p 能级时, 发出波长为 λ_{qp} 的谱线, 单色仪测得的光信号强度为沿观察路径 L 的等离子体线辐射积分:

$$I_{\lambda_{qp}} = R_M \int_L T_{\lambda_{qp}} \varepsilon_{qp} \Omega_l S dl, \quad (2)$$

其中, R_M 为单色仪 M 的响应, $T_{\lambda_{qp}}$ 为线辐射在等离子体中的传播系数, $S dl$ 与 Ω_l 分别为在观察路径 l 处等离子体的体积与光纤入口平面所呈的立体角. 而 $\varepsilon_{qp} = (4\pi)^{-1} N_q A_{qp}$ 为该谱线的光子数辐射率.

实验测量中, 光纤与等离子体的相对位置固定, 并考虑 He 谱线的精细结构, 则

$$I_{\lambda_{qp}} = R_M T_{\lambda_{qp}} A_{qp}^{\text{eff}} \overline{N}_q L, \quad (3)$$

其中, \overline{N}_q 为 q 激发态的弦平均密度, A_{qp}^{eff} 为有效自发辐射跃迁速率系数:

$$A_{qp}^{\text{eff}} = \frac{1}{g_q} \sum_m g_m A_{qp}^m, \quad (4)$$

其中, m 表示第 m 条精细谱线, g_q 与 g_m 为 q 能级的总统计权重与辐射第 m 条精细谱线的 q 能级的统计权重, 而爱因斯坦系数 A_{qp}^m 可以通过查表得到^[18]. 本文测量使用了氦原子在可见光波段的原子谱线, 其能级跃迁、波长与有效自发辐射速率系数如表 1 所示.

表1 本文测量氦原子谱线的跃迁、波长与有效自发辐射跃迁速率系数

跃迁	$\lambda_{q \rightarrow p}/\text{nm}$	$A_{q \rightarrow p}^{\text{eff}}/10^7 \text{ s}^{-1}$
2 ¹ S—3 ¹ P	501.6	1.34
2 ¹ S—4 ¹ P	396.5	0.70
2 ¹ P—4 ¹ S	504.8	0.68
2 ¹ P—4 ¹ D	492.2	1.99
2 ³ S—3 ³ P	388.9	0.95
2 ³ P—3 ³ D	587.6	7.07
2 ³ P—4 ³ S	471.3	0.95
2 ³ P—4 ³ D	447.1	2.46
2 ³ P—5 ³ S	412.1	0.45

3.3 谱线比法确定电子温度 T_e 和密度 N_e

将实验测量的两谱线强度比与CR模型计算结果进行对比,即可得到 T_e 与 N_e 参数,其过程由图5给出.在利用谱线强度比方法获得等离子体参数的过程中,本文使用来自主量子数 $n = 4$ 的两个自旋单重态能级和一个自旋三重态能级的三条谱线[26].其中谱线比 $r_{12} = I_{447.1}/I_{492.2}$ 主要对 T_e 敏感,而谱线比 $r_{23} = I_{492.2}/I_{504.8}$ 主要对 N_e 敏感.图6给出了两谱线强度比在 T_e, N_e 参数计算空间内的等高线图.

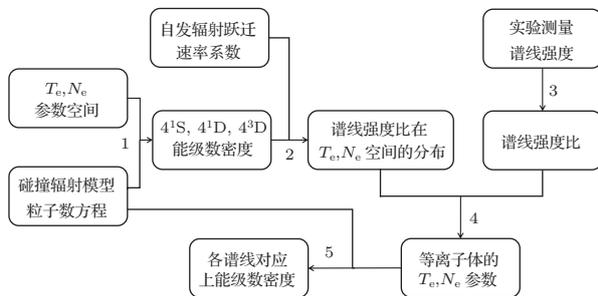


图5 谱线比法确定电子温度 T_e 与电子密度 N_e 流程图

在获得 T_e 与 N_e 参数后,用CR模型计算出实验中测量的所有谱线激发态能级的数密度(图5中第5步),将其与实验测量数据得到的激发态数密度进行对比,可以验证CR模型是否可以自洽地描述等离子体中的碰撞与辐射过程.

4 结果与分析

4.1 氦原子谱线与电子温度 T_e 和密度 N_e 测量结果

采用多炮重复放电,对表1中的谱线形状进行时间分辨测量.谱线的相对强度在平顶段随时间的

变化在图7中给出. He 原子谱线强度随时间的变化与可见光有相同的趋势,其强度之间最大有3个数量级的差别.

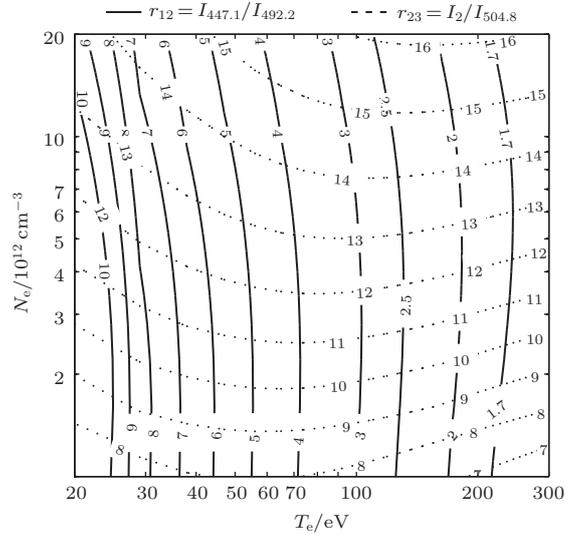


图6 CR模型计算的SUNIST氦等离子体谱线比在 T_e, N_e 计算空间内的等高线图

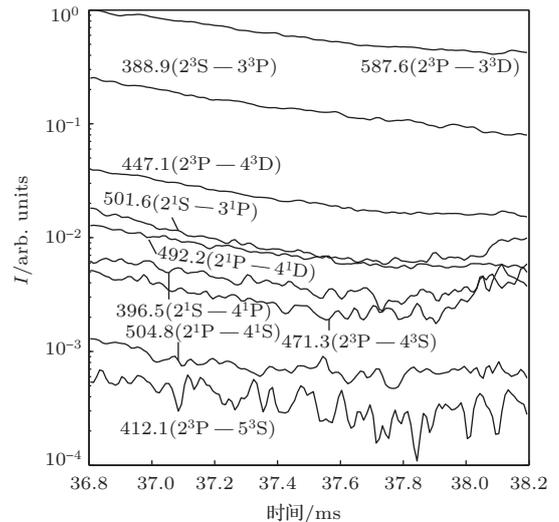


图7 SUNIST 氦放电等离子体的原子谱线

T_e 敏感谱线强度比 $r_{12} = I_{447.1}/I_{492.2}$ 与 N_e 敏感谱线比 $r_{23} = I_{492.2}/I_{504.8}$ 的计算结果如图8(a)所示,由此得到的 T_e 与 N_e 参数在图8(b)中给出.我们注意到,谱线强度的涨落造成了谱线比的涨落,从而导致等离子体参数诊断结果的涨落.不同的等离子体参数组合对应不同的谱线辐射强度,SUNIST 等离子体的参数具有空间模式结构,等离子体在真空室内旋转,在固定位置测得的谱线强度则呈现周期性涨落.谱线强度的涨落信息体现了等离子体的磁流体动力学行为,其内在联系需要结合电磁诊断信号的进一步研究.另外,94 GHz 微波

干涉仪测量的弦平均电子密度 $\overline{N_e}$ 结果也在图 8(b) 中给出. 可以看出, 谱线比法与微波干涉仪对电子密度的诊断结果相符合.

4.2 碰撞辐射模型计算的激发态能级相对数密度与实验对比

图 9 分别显示了在 37.10, 37.49 与 37.90 ms 三个时刻实验测量与 CR 模型计算的各能级相对数密度. 在 SUNIST 整个放电平顶段内, 实验测量与 CR 模型计算之间的对比由图 10 给出. 可以看出, CR 模型能很好地对等离子体中各能级的相对数密度进行预测, 从而验证了我们建立的 CR 模型对 SUNIST 氦放电等离子体的适用性.

图 9 中能级以自旋单重态和自旋三重态被分为两组. 图 9(a) 与 (b) 的对比说明在 N_e 较高时自旋单重态的数密度增加, 而 CR 模型计算的 3^1P 与 4^1P 能级粒子数密度增加幅度大于 4^1S 和 4^1D 能级. 在 SUNIST 等离子体参数下, He 原子自旋单重态能级的主要直接来源为基态原子的碰撞激发, 从图 11(a) 中可以看出, 3^1P 与 4^1P 能级的基态碰撞激发速率系数远大于 4^1S 和 4^1D 能级, 所以电子密度 N_e 对 3^1P 与 4^1P 能级数密度的影响更加明显. 图 9(b) 与图 9(c) 的对比说明在 T_e 较高时 CR 模型对除 3^3P 之外的自旋三重态的数密度计算结果相对实验测量有所降低. 此时, 图 9 所示自旋三重态能级的主要直接来源为亚稳态 2^3S 能级的碰撞激发, 而除 3^3P 外的自旋三重态能级的碰撞激发速率系数随 T_e 的上升而下降 (图 11(b)).

图 9 与图 10 还显示, 3^1P , 4^1P 与 3^3P 能级的 CR 模型计算结果低于实验测量值. 这三个能级所对应的谱线辐射跃迁低能级为基态 1^1S 或亚稳态 2^3S (表 1), 由于基态或亚稳态的粒子数比其他激

发态要高很多, 3^1P , 4^1P 与 3^3P 三个能级的谱线辐射具有较高的再吸收系数, 导致了这三个能级数密度的增长, 而我们建立的 CR 模型中却忽略了再吸收的影响. 在实际工作中, 人们一般不选择这些谱线进行诊断研究 [1].

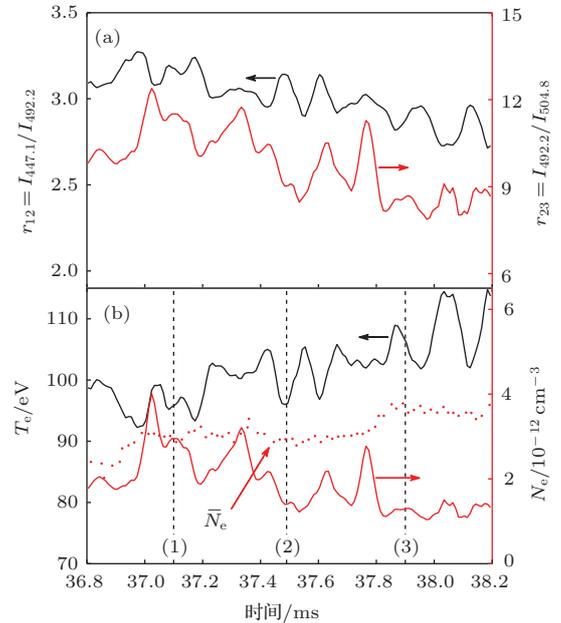


图 8 谱线比法确定 SUNIST 等离子体参数 (a) 两谱线强度比; (b) 谱线强度比确定的 T_e 与 N_e 参数, 以及 94 GHz 微波干涉仪测量的赤道面上弦平均电子密度 $\overline{N_e}$

4.3 诊断误差分析

实验测量的误差来自两方面, 分别是测量设备误差与多炮重复放电时放电重复性引起的误差. 其中, 测量设备在进行总装后, 相对响应标定误差主要来自于对标准钨灯的黑体辐射假设, 这部分误差可以忽略. 而多炮重复放电时放电重复性的差异引起的误差是实验测量误差的主要来源. 实验测量的总体误差如图 9 与图 10 所示.

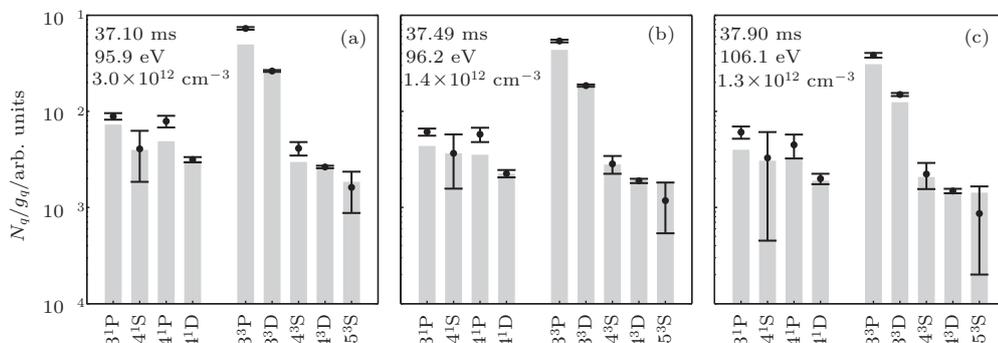


图 9 He 原子谱线对应激发态的相对数密度 (a), (b) 和 (c) 分别为在图 8 对应 (1), (2) 和 (3) 时刻的激发态相对数密度; ●, 实验测量值; ■, CR 模型计算值

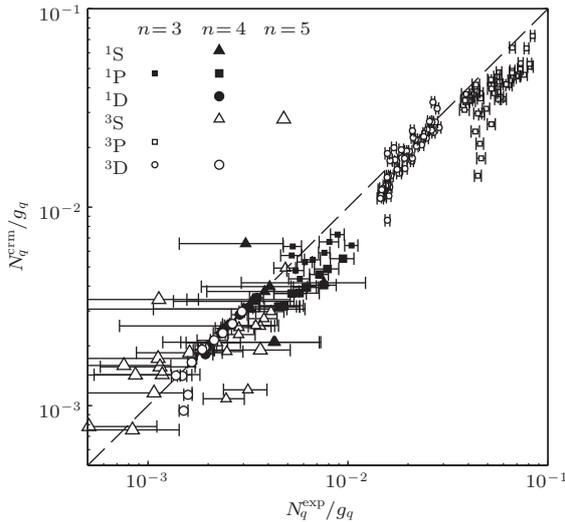


图10 He原子激发态相对密度CR模型计算值 N_q^{crm}/g_q 与实验测量值 N_q^{exp}/g_q 的比较

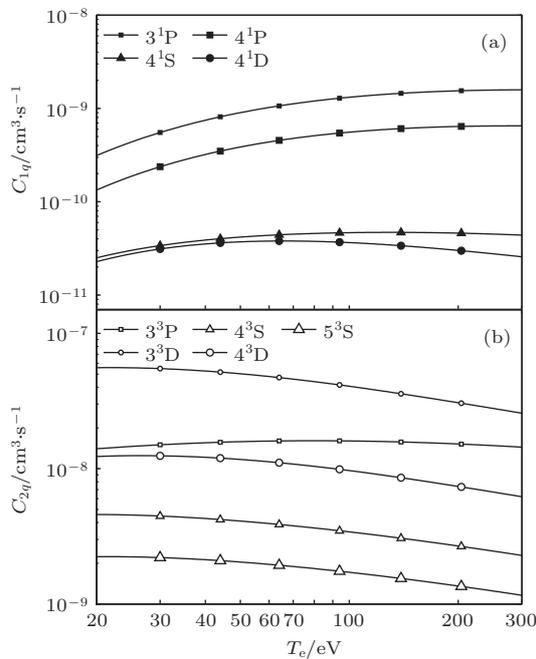


图11 He原子的激发速率系数 (a) 基态 1^1S 激发; (b) 亚稳态 2^3S 激发

反应速率系数的不确定度为CR模型的计算结果带来误差。CR模型包含了复杂的原子碰撞反应过程，目前尚无有效方法对速率系数误差到谱线强度的计算误差传递进行计算^[27]。通过参考文献^[27]的分析，对于激发态数密度具有高相关性的两条谱线，CR模型计算的能级数密度误差可以相互抵消，而不会为谱线的强度比计算带入误差。自旋单重态能级数密度之间与自旋三重态能级数密度之间具有高相关性，可以忽略单重态能级谱线之间与三重态能级谱线之间强度比的CR模型计算误差。

同时，模型对能级的选取也会带来一定误差。

我们分别计算了最高包含到主量子数 $\max n = 4-7$ 的CR模型，以研究CR模型中包含不同数目的能级粒子对计算结果产生的影响。图12显示的是激发态数密度在CR模型包含至 $\max n$ 的计算结果 $N_q^{\max n}$ 相对包含至 $\max n - 1$ 的计算结果 $N_q^{\max n-1}$ 的相对误差范围，其中

$$\Delta N_q^{\max n} = \frac{N_q^{\max n} - N_q^{\max n-1}}{N_q^{\max n-1}} \times 100\% \quad (5)$$

可以看出，当包含至 $\max n = 7$ 时，CR模型计算的 $n \leq 4$ 能级密度相对误差在20%以内，对 $n = 5$ 能级的数密度计算结果误差为-30%—40%。从图12中可以看出，在CR模型取不同的 $\max n$ 值时，各能级的数密度计算值具有非常强的相关性。本文CR模型对所使用谱线比的计算误差可以大幅减小。

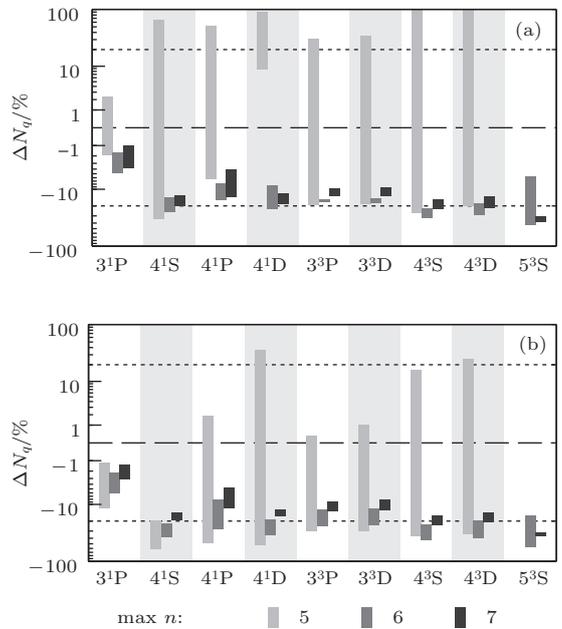


图12 CR模型包含至最高主量子数 $n = \max n$ 的激发态时计算的激发态数密度与包含至 $n = \max n - 1$ 时计算值的相对误差 (a) $N_e = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 改变 T_e ; (b) $T_e = 100 \text{ eV}$, 改变 N_e

另外，实验测量的是沿观察弦的谱线辐射积分，要定量分析由此带来的影响，需要对等离子体进行空间分辨诊断。目前，SUNIST尚不具备这样的空间分辨诊断能力，根据参考文献^[28]，在 T_e 与 N_e 假设为抛物线分布，即 $[1 - (r/a)^2]^\gamma$ (r 为径向位置， γ 为分布参数) 分布情况下，当 γ 取值从0.5到2变化时，谱线比法获得的电子参数 (T_e^{crm} 和 N_e^{crm}) 与弦平均电子参数 (\bar{T}_e 和 \bar{N}_e) 的比值 $T_e^{\text{crm}}/\bar{T}_e$ 与 $N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 分别在0.3—0.8与0.2—1.5

区间变化.

5 结 论

利用氢原子的谱线比诊断 T_e 和 N_e 参数的方法非常适合托卡马克等离子体研究. 本文针对 SUNIST 氦等离子体建立了描述氢原子反应过程的 CR 模型, 给出了模型对来自量子数 $n = 4$ 能级的三条谱线的强度比计算结果. 将谱线比法应用在 SUNIST 氦放电等离子体的原子发射光谱上. 此方法与微波干涉仪的诊断结果符合. 通过实验测量与 CR 模型计算的氢原子激发态数密度的对比, 验证了建立的 CR 模型对 SUNIST 氦放电等离子体的适用性. 另外, 本文对引起实验测量与 CR 模型计算误差的因素进行了分析.

感谢中科院物理所王龙老师、冯春华老师和杨宣宗老师的支持、建议和讨论.

参考文献

- [1] Boivin R F, Kline J L, Scime E E 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5303
- [2] Niu T Y, Cao J X, Liu L, Liu J Y, Wang Y, Wang L, Lü Y, Wang K, Zhu Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2330 (in Chinese) [牛田野, 曹金祥, 刘磊, 刘金英, 王艳, 王亮, 吕铀, 王珂, 朱颖 2007 物理学报 **56** 2330]
- [3] Yu Y Q, Xin Y, Ning Z Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 015207
- [4] Zhong W L, Duan X R, Yu D L, Han X Y, Yang L M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3336 (in Chinese) [钟武律, 段旭如, 余德良, 韩晓玉, 杨立梅 2010 物理学报 **59** 3336]
- [5] Pu Y D, Zhang J Y, Yang J M, Huang T X, Ding Y K 2011 *Chin. Phys. B* **20** 015202
- [6] O'Mullane M G, Anderson H, Andrew Y, Brix M, Giroud C, Meigs A G, Proschek M, Summers H P, Zastrow K D, contributors to the FED-A-JET workprogramme 2002 *Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion* (Varenna: Springer) p67
- [7] Goto M 2003 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **76** 331
- [8] Schweer B, Mank G, Pospieszczyk A, Brosda B, Pohlmeier B 1992 *J. Nucl. Mater.* **196-198** 174
- [9] Schmitz O, Beigman I L, Vainshtein L A, Schweer B, Kantor M, Pospieszczyk A, Xu Y, Krychowiak M, Lehnen M, Samm U, Unterberg B, the TEXTOR team 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 115004
- [10] Field A R, Carolan P G, Conway N J, O'Mullane M G 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 355
- [11] Hidalgo A, Tafalla D, Brañas B, Tabarés F L 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3478
- [12] Ahn J W, Craig D, Fiksel G, Den Hartog D J, Anderson J K, O'Mullane M G 2007 *Phys. Plasmas* **14** 083301
- [13] Fujimoto T 1979 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **21** 439
- [14] Li J, Xie W P, Huang X B, Yang L B, Cai H C, Pu Y K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7922 (in Chinese) [李晶, 谢卫平, 黄显宾, 杨礼兵, 蔡红春, 蒲以康 2010 物理学报 **59** 7922]
- [15] Tang J W, Huang D Z, Yi Y B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7769 (in Chinese) [唐京武, 黄笃之, 易有报 2010 物理学报 **59** 7769]
- [16] He Y X 2002 *Plasma Sci. Technol.* **4** 1355
- [17] Wang W H, He Y X, Gao Z, Zeng L, Zhang G P, Xie L F, Yang X Z, Feng C H, Wang L, Xiao Q, Li X Y 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 1
- [18] Kramida A, Ralchenko Y, Reader J, NIST ASD Team <http://physics.nist.gov/asd> [2013-12-15]
- [19] Ralchenko Y, Janev R K, Kato T, Fursa D V, Bray I, de Heer F J 2008 *At. Data Nucl. Data Tables* **94** 603
- [20] Verner D A, Ferland G J 1996 [arXiv:astro-ph/9509083](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9509083) [astro-ph]
- [21] Aldrovandi S M V, Péquignot D 1973 *Astron. Astrophys.* **25** 137
- [22] Shull J M, Van Steenberg M 1982 *Ap. J. Suppl. Ser.* **48** 95
- [23] Arnaud M, Rothenflug R 1985 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **60** 425
- [24] Summers H P, Dickson W J, O'Mullane M G, Badnell N R, Whiteford A D, Brooks D H, Lang J, Loch S D, Griffin D C 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 263
- [25] Chung H K, Chen M H, Morgan W L, Ralchenko Y, Lee R W 2005 *High Energy Density Phys.* **1** 3
- [26] Boivin R F, Loch S D, Ballance C P, Branscomb D, Pindzola M S 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 470
- [27] Burgos J M M, Schmitz O, Loch S D, Ballance C P 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012501
- [28] Fujimoto T, Sawada K, Takahata K, Eriguchi K, Suemitsu H, Ishii K, Okasaka R, Tanaka H, Maekawa T, Terumichi Y, Tanaka S 1989 *Nucl. Fusion* **29** 1519

A collisional-radiative model for the helium plasma in the sino-United spherical tokamak and its application to the line intensity ratio diagnostic*

Xie Hui-Qiao[†] Tan Yi Liu Yang-Qing Wang Wen-Hao Gao Zhe

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 12 December 2013; revised manuscript received 28 January 2014)

Abstract

The collisional-radiative model, that has been constructed for the helium plasma in the Sino-United Spherical Tokamak is introduced. The result of the 447.1 nm ($2^3P - 4^3S$)/492.2 nm ($2^1P - 4^1D$) and 492.2 nm/504.8 nm ($2^1P - 4^1S$) line ratios is given. The line ratio method that is used for measuring electron temperature T_e and density N_e parameters is described. The result from the line ratio method is consistent with the measurement of the 94 GHz interferometer. The method is also validated by comparing the relative population densities of the excited states which are deduced from the CR model and the measured intensity data of helium lines. The factors that brings errors into the diagnostic result are discussed, including the error from the measurements, and those from the uncertainties of the rate coefficients that are used in the CR model and the viewing chord integration characteristic of the optical emission measurement.

Keywords: optical emission spectroscopy, collisional-radiative model, line ratio method, sino-United spherical tokamak

PACS: 52.25.Os, 78.47.da, 34.80.Dp, 52.70.-m

DOI: [10.7498/aps.63.125203](https://doi.org/10.7498/aps.63.125203)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10990214, 11175103, 11261140327, 11075092, 11005067) and the National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant No. 2013GB112001).

[†] Corresponding author. E-mail: xiehq@sunist.org