

SUNIST 等离子体电子温度与 密度的原子发射光谱诊断

(申请清华大学工学博士学位论文)

培 养 单 位：工 程 物 理 系

学 科：核 科 学 与 技 术

研 究 生：谢 会 乔

指 导 教 师：高 喆 教 授

二〇一四年三月

Optical Emission Spectroscopy of Electron Temperature and Density in SUNIST

Dissertation Submitted to
Tsinghua University
in partial fulfillment of the requirement
for the professional degree of
Doctor of Engineering

by
Xie Huiqiao
(**Nuclear Science and Technology**)

Dissertation Supervisor : Professor Gao Zhe

March, 2014

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

作者签名：_____

导师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

摘 要

氦原子的发射光谱强度比诊断在托卡马克等离子体研究中受到了重视。其适用的电子温度和密度参数范围与如 SUNIST 的小型托卡马克装置或大型装置的边界与偏滤器区等离子体吻合。本课题围绕 SUNIST 氦放电等离子体原子发射光谱诊断手段的建立开展。在诊断理论模型方面, 针对 SUNIST 氦放电等离子体的特点建立了碰撞辐射模型。重点研究了原子反应速率系数不确定性至激发态粒子数密度计算误差的传递与模型中需包含的激发态能级粒子与反应过程。选择合适的谱线建立了谱线强度比诊断电子温度和密度的方法。实验方面, 首先为 SUNIST 建立了光谱测量系统。其次, 通过对 SUNIST 放电的进气系统进行重新设计和时序调整, 改善了放电的重复性。为基于重复放电的光谱测量奠定了基础。最后, 给出了 SUNIST 上光谱诊断测量的结果, 通过与微波干涉仪诊断结果的对比较验证了谱线比法的可靠性, 并复核了碰撞辐射模型的计算结果。研究中还观察到谱线比法与微波干涉仪诊断的电子密度比值与等离子体空间分布状态呈现出一定的函数关系, 以及原子谱线强度信号与磁探针信号具有一致的涨落行为等趋势。

本课题研究中开展的创新性工作主要包括:

1. 推导给出了原子反应速率系数不确定性至激发态粒子数密度计算误差的传递函数。利用此传递函数可以对反应速率系数精度提出具体要求; 或在碰撞辐射模型中使用的速率系数精度确定后, 估算出激发态粒子数密度的计算误差。这种方法比常规的对速率系数进行扰动并重新求解速率方程的方法简洁直观, 且物理意义明确, 对碰撞辐射模型的建立及评估具有重要指导意义。
2. 对碰撞辐射模型做出了简化, 建立了谱线比法诊断电子温度与密度的手段。通过对比研究发现, 在 SUNIST 氦等离子体参数范围下, 碰撞辐射模型包含至最高 $n = 7$ 壳层能级粒子时即给出可接受的结果。以此为基础, 利用谱线比法诊断了 SUNIST 氦等离子体的电子温度和密度, 结果可信。此工作也为具有相同参数范围的其他小型装置或大型装置的边界或偏滤器等等离子体的诊断研究提供了参考。
3. 为进一步丰富和深入光谱诊断研究提供了方向和思路。论文观察到如谱线比法与微波干涉仪测量的弦平均电子密度的比例关系与电子密度峰化具有一定的关系、光谱信号与磁探针信号具有一致的涨落行为等趋势。

关键词: 球形托卡马克; 发射光谱诊断; 碰撞辐射模型; 谱线比法

Abstract

Special attention has been paid on the diagnostics of tokamak plasmas using the line-ratio method of the atomic line emissions of Helium. The applicable ranges of electron temperature and density of this method are consistent with those of plasmas in small tokamaks like SUNIST and in the edge or divertor region of large tokamaks. This work has been carried out for the building of the line-ratio method in SUNIST spherical tokamak.

For the theory of the line-ratio diagnostic, a collisional-radiative (CR) model has been built for the Helium plasmas of SUNIST. Two topics have been researched: the propagation of the uncertainties in the rate coefficients of the atomic processes to the calculated number densities of the excited states, and the maximum principle quantum number of the excited states that the CR model should include in for the purpose of getting acceptable calculations. The line-ratio method has been established by selecting the proper line emissions in the Helium discharges of SUNIST.

For the perspective of experiments, an atomic emission spectroscopy system has been constructed. The repeatability of plasmas, which is essential for the measuring of the line emissions based on a shot to shot method, in SUNIST has been improved by analysis of the gas puffing performances, rebuilding of the gas puffing system and rearrangement of the timing of the gas puffing. The results of the line-ratio diagnostics in SUNIST are given at last. The measured electron density is consistent with the measurements of the microwave interferometry. The calculations of the CR model have been also rechecked. Some other results have been found in the analysis of the measured line emission signals: the ratio of the measured electron density by the line-ratio method to that by the microwave interferometry is a function of the parameter of the spacial distribution of the plasma, and the intensities of the line emissions have the same time-frequency fluctuation behaviours with those of the signals measured by the magnetic probes.

There are some innovative characteristics lie in this work:

1. An error propagation function has been deduced for evaluation of the influences of the uncertainties of rate coefficients of the atomic processes on the calculated number densities of the excited states by the CR model. By using the error propagation function, we can raise a claim on the uncertainties of the atomic reaction rate coefficients directly, or calculate the error of number densities of the excited states

when the rates coefficients have already been used in the CR model. This method is simple and has clear meaning in physics compared to the traditional method in which the rate coefficients are perturbed and the CR mode is re-solved. The error propagation function method will play an important role in the building and the evaluation of the CR model in the future work.

2. The CR model is simplified and the line-ratio method is applied for the diagnostic of the electron temperature and density for SUNIST. According to the comparison of results from the CR models that include excited states with different maximum principle quantum numbers in, we have found that the CR model will give acceptable calculations when the maximum principle quantum number of included excited states equals 7. Based on the results of the CR model, the Helium plasmas of SUNIST have been diagnosed by the line-ratio method and the results have been confirmed to be trustable. This work can provide reference for the diagnostics of plasmas, with the same range of plasma parameters with SUNIST, in small tokamaks or in the edge and the divertor regions of large tokamaks.
3. This work has provided some ideas for further research in the atomic emission spectroscopy field. The line emissivity is nonlinear with the electron temperature and density, so the ratio of measured electron density by line-ratio method to that by microwave interferometry is close related with the spacial distribution profile of the plasma. This fact will provide us a method to determine the density profile of the plasma. Another fact is that the signals of line emissions share the same fluctuation behaviours with those measured by the magnetic probes, and it will provide us a new method for the diagnostics of the MHD behaviour of the plasmas.

Key words: spherical tokamak; atomic emission spectroscopy; collisional-radiative model; line ratio method

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 课题背景和意义	1
1.1.1 非侵入式等离子体参数诊断	1
1.1.2 氦原子发射光谱诊断	3
1.1.3 氦原子发射光谱诊断的研究进展	4
1.1.4 国内研究现状	6
1.1.5 课题意义	7
1.2 本文研究思路、内容和结构	8
第 2 章 等离子体原子发射谱线与碰撞辐射模型	11
2.1 原子发射谱线	11
2.1.1 自发辐射跃迁	11
2.1.2 谱线辐射在等离子体内的传播	12
2.1.3 原子激发态数密度分布的简化模型	12
2.2 碰撞辐射模型	14
2.3 氦原子碰撞辐射模型研究中存在的问题	15
2.4 小结	17
第 3 章 SUNIST 氦放电等离子体的碰撞辐射模型	19
3.1 碰撞辐射模型的建立	19
3.1.1 氦原子的能级分布与能级结构	19
3.1.2 激发和电离平衡过程以及等离子体光性厚度分析	20
3.1.3 能级数密度速率方程	26
3.1.4 原子反应速率系数	27
3.1.5 准稳态近似	30
3.1.6 等效电荷数计算结果与 FLYCHK 的对比	31
3.2 碰撞辐射模型研究	32
3.2.1 各激发态能级的主要产生过程	32
3.2.2 速率系数不确定性到激发态粒子数密度的误差传递函数	33
3.2.3 模型包含的能级数选择对计算的影响	38
3.2.4 对谱线比计算结果影响的估计	40
3.3 谱线比法的建立	41
3.3.1 谱线强度比的选择	41
3.3.2 谱线比法确定等离子体参数	43
3.4 小结	44

第 4 章 SUNIST 上光谱诊断系统和放电重复性的改善	45
4.1 SUNIST 上原子发射光谱诊断系统	45
4.1.1 SUNIST 上光谱测量安排	45
4.1.2 SUNIST 上使用的单色仪	46
4.1.3 光电倍增管输出信号的降噪与干扰消除	51
4.1.4 SUNIST 氦放电等离子体的原子光谱测量	53
4.2 SUNIST 放电重复性的改善	54
4.2.1 用于进气时序研究的真空相关硬件系统	55
4.2.2 真空室内气体流动模拟	59
4.2.3 调整进气时序对 SUNIST 放电重复性的改善	61
4.2.4 讨论	63
4.3 小结	65
第 5 章 SUNIST 氦放电等离子体的发射光谱诊断	66
5.1 氦原子发射光谱测量结果	66
5.2 谱线比法诊断 T_e 和 N_e	68
5.3 氦原子碰撞辐射模型的复核	69
5.4 光谱测量弦积分特性的研究	72
5.5 小结	75
第 6 章 课题完成的工作、不足与后续工作展望	76
6.1 课题完成的工作和创新点	77
6.2 课题存在的不足和后续工作展望	78
参考文献	83
致 谢	90
声 明	91
附录 A 各激发态能级的主要产生过程	92
附录 B 速率系数不确定性传递函数的推导	94
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	98

第1章 引言

1.1 课题背景和意义

1.1.1 非侵入式等离子体参数诊断

以未来大规模聚变能应用为目的，托卡马克高温聚变等离子体研究取得了显著的成果。例如，JT-60U^[1] 和 JET^[2,3] 装置上已经分别取得了等效 Q 值达 1.25 以及 16.1 MW 的瞬时聚变功率输出。而伴随着可控聚变研究的进步，新的等离子体诊断技术和工具的应用为我们提供了可靠的等离子体相关参数。现阶段聚变等离子体的温度越来越高，一些传统的，与等离子体有直接接触的诊断手段则显得不再适用，例如静电探针会被高温等离子体烧蚀（图 1.1），这不但会缩短静电探针的使用寿命，而且会带来诊断数据解析上的麻烦，同时烧蚀释放的重元素杂质粒子也会污染等离子体。所以，在托卡马克等离子体——特别是芯部等离子体——诊断中，非侵入式（non-invasive）的测量手段受到了重视。其中，一些方法测量等离子体射出的粒子或辐射进行诊断，为“被动”式的诊断手段。而“主动”的诊断方法将“探针”粒子束或激光束从外部射入等离子体进行参数诊断。

托卡马克等离子体具有自微波波段至 X 射线波段丰富的辐射，这些辐射携带了大量的等离子体信息：等离子体的辐射能量^[4,5] 在能量平衡中起着重要作用；具有等离子体参数空间分辨诊断能力的束发射光谱法被广泛用来进行托卡马克边界物理研究^[6]；而对杂质或工质气体粒子的光谱测量可以用来研究杂质的输运行为^[7]、粒子循环与输运物理^[8] 等。

在托卡马克等离子体实验研究中，电子温度 T_e 与电子密度 N_e 是最基本也是

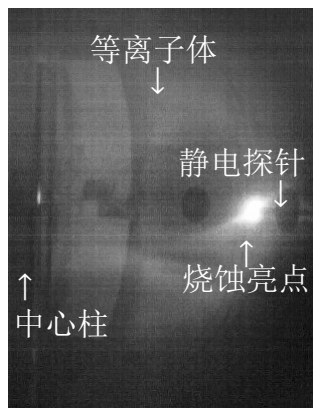


图 1.1 SUNIST 放电时静电探针烧蚀情况（炮号：121123020）

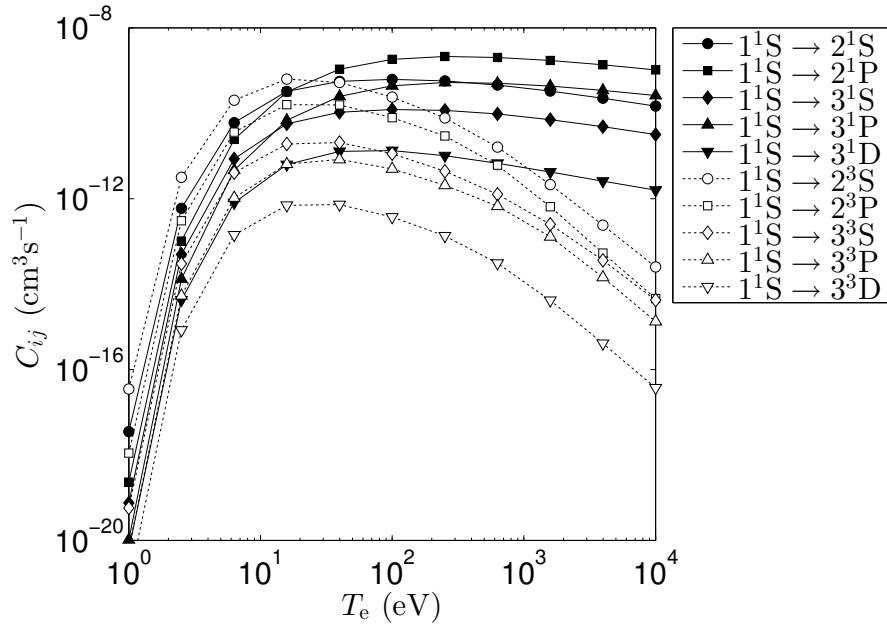


图 1.2 氢原子基态的电子碰撞激发速率系数，计算自 [10,11] 的电子碰撞截面数据。

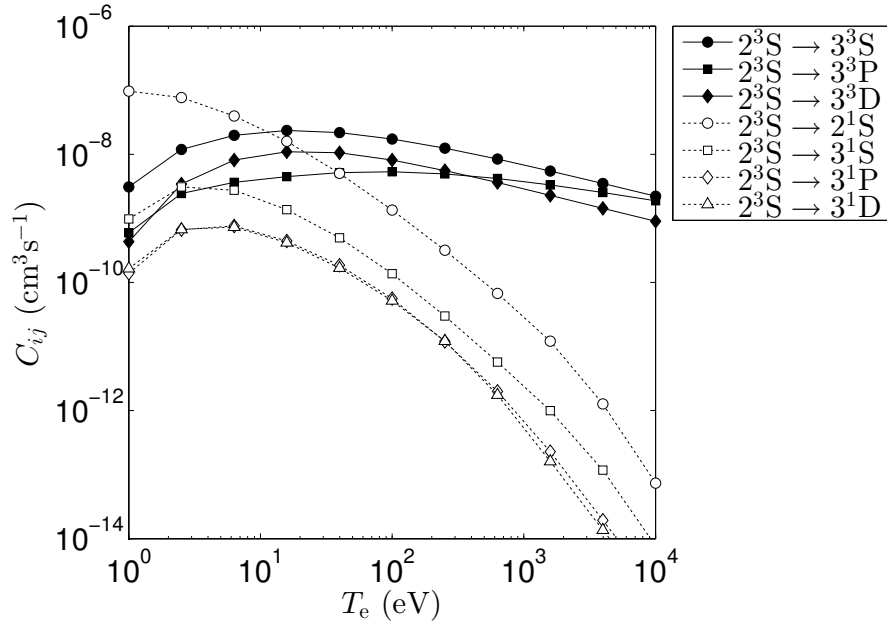


图 1.3 氢原子三重态亚稳态 2^3S 的电子碰撞激发速率系数，计算自 [10,11] 的电子碰撞截面数据。

最重要的物理量。利用等离子体的谱线辐射强度比进行 T_e 和 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^[9]，得到了广泛应用。

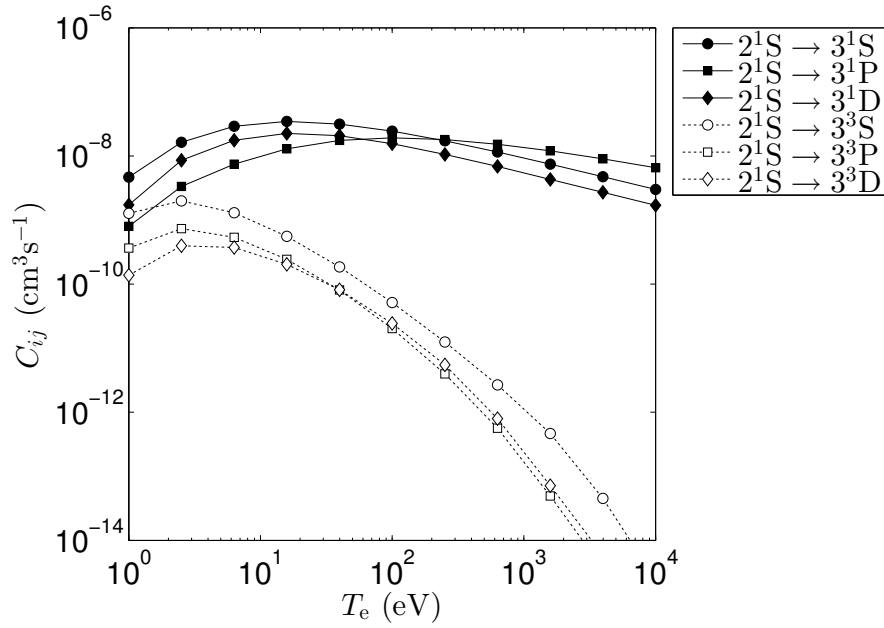


图 1.4 氢原子单重态亚稳态 2^1S 的电子碰撞激发速率系数，计算自 [10,11] 的电子碰撞截面数据。

1.1.2 氢原子发射光谱诊断

氢原子的能级结构特点决定了其发射光谱适合用来进行托卡马克等离子体的诊断。首先，氢原子能级结构拥有自旋单重态 (singlet) 和三重态 (triplet) 两套电子自旋系统。自旋三重态能级只能通过自旋变化过程激发产生，而自旋单重态能级主要通过自旋守恒过程从基态激发产生。不同自旋系统能级间的电子碰撞跃迁反应截面与相同自旋系统能级间电子碰撞跃迁的反应截面具有不同的随 T_e 的变化行为 (图 1.2–1.4)。对于基态原子，当电子温度高于 20 eV 时，自旋变化和自旋守恒过程的电子碰撞速率系数变化趋势开始有明显的差别 (图 1.2)。自旋守恒激发过程的速率系数在 T_e 为几百电子伏时具有最高值，并且当 T_e 在 50 eV 至 1 keV 范围可以视为常数。而自旋变化过程的电子碰撞激发速率系数在 $T_e \sim 20$ eV 时达到最高值，随着 T_e 的升高大致按照 T_e^{-2} 的速率下降。氢原子亚稳态原子 2^3S 和 2^1S 的碰撞激发速率系数在图 1.3 和图 1.4 中画出。可见，亚稳态电子碰撞激发速率系数的最高值出现在比基态更低的 T_e 处。两亚稳态的自旋守恒激发速率系数分布更为平坦，而自旋变化过程的速率系数在 $T_e < 10$ eV 时就开始下降。同时，图 1.3 中画出了 2^3S 至 2^1S 的电子碰撞跃迁速率系数，它大概是激发至主量子数 $n = 3$ 自旋单重态能级速率系数的 10 倍。所以，来自不同自旋系统能级的谱线强度之比与 T_e 有较强的函数关系，而来自相同自旋系统能级的谱线强度比与 N_e 具有较强的函数关系。通过测量氢原子谱线辐射可以同时确定等离子体的 T_e 和 N_e 。

其次，在所有原子中，氢原子具有最高的基态电离能 24.6 eV。在氢原子束诊

表 1.1 氦束发射光谱诊断等离子体参数实验及使用的碰撞辐射模型

nlSL: 能级以 nlSL 区分; nS: 能级以自旋角动量区分; n: 能级仅以主量子数区分; e-He: 电子碰撞过程; rad: 辐射过程; CX: 电荷交换过程; ion-ion/dblion: 离子碰撞电离与双电子电离; ion-exc/deexc: 离子碰撞激发与退激发; D-tran: 氘输运过程; rad-trap: 辐射俘获效应; Goto: 与文献 [14] 相同。

装置	区域	谱线能级	包含能级	包含过程	来源
TEXTOR	边界	$3^1D, 3^1S, 3^3S$	$n \leq 4$	e-He, rad	[15]
JET	偏滤器	$3^1D, 3^1S, 3^3S$	$n \leq 4$	e-He, rad	[16]
COMPASS-D	边界	$3^1D, 3^1S, 3^3S$	$n \leq 4$	e-He, rad	[17]
TJ-II	边界	$3^1D, 3^1S, 3^3S$	$n \leq 4$	e-He, rad	[18]
MST	边界	$3^1D, 4^1D, 3^1P$	nlSL: $n \leq 5$, nS: $6 \leq n \leq 110$	e-He, rad, CX ion-ion/dblion, ion-exc/deexc	[19]
TEXTOR	边界	$3^1D, 3^1S, 3^3S$	nlSL: $n \leq 4$, nS: $5 \leq n \leq 7$, n: $n = 8, 9, \text{He}^+$	e-He, rad, D-CX D-tran($\Delta n = 0$)	[12]
MAP-II	偏滤器 模拟装置	$3^1D, 3^1P$ $4^3S, 3^3D, 3^3S$	Goto	Goto, rad-trap	[20]

断托卡马克等离子体时, 诊断束可以达到更深的位置, 从而拓宽了诊断范围。

最后, 氦为未来聚变等离子体中的固有元素, 只需被动地测量氦原子的谱线辐射即可获得等离子体参数信息, 不会给等离子体带来新的杂质粒子。即使现阶段大型托卡马克装置中利用氦束进行主动诊断, 打入真空室的氦也不会对等离子体本身产生明显的影响^[12]。

氦原子的发射光谱诊断 (optical emission spectroscopy) 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) 也已经考虑将氦原子的谱线诊断作为一种重要的诊断手段^[13]。

1.1.3 氦原子发射光谱诊断的研究进展

最早提出使用自旋单重态和自旋三重态能级谱线辐射强度比方法测量等离子体电子温度的方法时^[21,22], 是基于日冕模型 (coronal model) 的。后来研究中发现此方法只适用于电子密度很低的等离子体, 当 N_e 达到 10^{11} cm^{-3} 以上时, 激发态的电子碰撞退激发过程对激发态数密度的影响加剧, 此时应该使用碰撞辐射模型

(collisional-radiative model) 来计算激发态数密度分布^[23]。

人们使用氦束发射光谱 (beam emission spectroscopy) 诊断等离子体参数是在 TEXTOR^[15] 上开始的。后来的类似诊断^[16-18] 都使用了 TEXTOR 的碰撞辐射模型, 该模型中考虑了包括基态在内的主量子数 $n \leq 4$ 的共 19 个能级。当氦束为稳态束流时, 本地局域的氦原子激发态数密度保持稳定, 只与本地的 T_e 和 N_e 相关。氦束在等离子体中直线传播, 当氦原子被碰撞电离后, 即沿磁力线运动而离开束流区域, 所以氦离子的复合过程可以忽略。用于氦束发射光谱诊断的碰撞辐射模型被大大简化。

后来在 MST 上进行了高能氦束 (fast helium beam) 发射谱线的诊断研究^[19], 并对例如杂质、磁场和离子碰撞等因素对谱线的影响进行了讨论, 模型采用了 ADAS^[24] 的代码和截面数据, 包含了众多能级 ($n \leq 110$), 对主量子数能级 $n \leq 5$ 的能级根据 $nLSL$ 分别处理, 将更高能级自旋相同的能级简并。最近 TEXTOR 对模型进行了进一步发展^[12], 包括了较高的能级粒子, 并对重粒子碰撞跃迁和电荷交换过程进行了考虑。而 MAP-II 偏滤器模拟装置^[20] 的束发射光谱诊断工作中使用了 M. Goto 的模型^[14], 并对辐射在等离子体中的捕获效应进行了讨论。

表 1.1 列出了用氦束发射光谱作为等离子体诊断手段的一些实验, 这些实验主要集中在对边界和偏滤器等离子体的诊断。氦束发射光谱诊断法可以获得很高空间分辨率的 T_e 和 N_e 参数, 对托卡马克等离子体的粒子输运、L-H 转换, MHD 约束行为的研究有很重要的作用。

在氦束发射光谱诊断的碰撞辐射模型处理上, 一般忽略了离子对能级数密度的贡献。在氦 (或混入氦气) 等离子体中, 氦离子的影响则不再可以忽略。T. Fujimoto^[25] 建立了适用于低温氦气放电等离子体 ($N_e = 6.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 6 \text{ eV}$) 的碰撞辐射模型。在每种不同的等离子体条件下, 添加不同的过程或外界条件的影响, T. Fujimoto 的模型在实验中得到了充分的应用和验证。同时, M. Goto 分别在 1997^[26] 和 2003^[14] 年根据最新的碰撞截面数据对此模型进行了修订和更新。基于此模型在一些等离子体中的诊断应用总结于表 1.2 中。

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^[9,14,25]。CR 模型的建立包括选取模型包含的激发态能级, 对能级之间电子碰撞反应过程的处理以及这些反应过程的速率系数 (反应截面) 的计算。在实际工作中, 这些因素都会对模型的计算结果产生影响。早期的工作中^[25], 人们期待在碰撞辐射模型中加入足够多的反应能级和碰撞辐射过程来满足计算结果的有效性。但由于包含的激发态能级不同, 以及使用的速率系数精度较低^[31], 不同模型的计算结果差别较大^[32]。后来, M. Goto^[14] 尝试更新模型的反应速率系数以获得精度更高的计算结果。同时

表 1.2 T. Fujimoto 的碰撞辐射模型在不同等离子体条件下的应用

wall: 器壁猝熄过程 (quenching at wall); meta-meta: 亚稳态原子非线性碰撞过程; ν -abs/exc/ion: 辐射吸收、激发与电离过程; hot-e: 射频加热产生的热电子效应; res-scat: 辐射的共振散射效应 (resonance scattering of radiation); ionizing condition: 激发态粒子数密度独立于 He^+ 密度。

装置	等离子体条件	添加过程或实验技术	来源
-	辉光放电	wall, meta-meta, ν -abs/exc/ion	[25]
NAGDIS-I	氦等离子体	hot-e, res-scat	[27]
JT-60U	偏滤器再循环氦	ionizing condition	[28]
WT-3	10% 混氦	$L-S$ 耦合	[26]
LHD	混氦	$L-S$ 耦合	[14]
HYBTOK-II	氦等离子体	CCD 相机 2 维测量	[29]
H-1	混氦	计算机断层重建	[30]

Y. Andrew 等人^[33] 计算了模型中反应速率系数的不确定度对计算结果的影响。在 O. Schmitz 等人^[12] 的工作中, 将氦谱线比的诊断结果与其他诊断手段的结果进行对比来验证谱线比法诊断结果的有效性。

1.1.4 国内研究现状

国内的托卡马克研究者也进行了大量的光谱诊断工作。在 CT-6B 装置中, 李赞良等人^[34] 在 1989 年通过氧离子的真空紫外光谱测量了电流上升阶段的电子温度; 后来赵庆勋等人^[35] 在 1997 年根据 OII 464.2 nm、CIII 464.7 nm 和 H_α 谱线的多普勒位移, 测量了等离子体极向转动速度的径向分布。在 HT-7 装置上, 刘建坤^[36] 等人使用光电二极管阵列, 测量了 $\text{H}_\alpha/\text{D}_\alpha$ 的光谱, 对粒子约束时间进行了系统研究; 周倩等人^[37] 在 2005 年通过对碳杂质的谱线辐射进行空间分辨测量, 研究了碳杂质在径向的输运行为并在 2007 年完善了用于轻杂质粒子输运研究的光谱诊断系统; 2010 年 HT-7 上用于电荷交换复合光谱诊断的诊断中心束束系统建成, 实现了离子温度剖面分布测量^[38]; 同时, 陈开云等人^[39] 在 HT-7 上开展了基于断层扫描技术的软 X 射线诊断工作。在 J-TEXT 装置上通过测量软 X 射线辐射进行了反锯齿行为 (inverse sawtooth activity) 的研究^[40]。崔正英等人^[41] 在 HL-2A 装置上建立了具有空间分辨诊断能力的真空紫外光谱测量系统, 可以用于边界杂质和温度分布的测量。在 EAST 装置上, 新建立了充气成像系统 (gas puffing imaging), 此系统可以有效的测量等离子体边界的湍流结构^[42], 利用此系统成功研究了 L-H

转换的中间振荡过程 (intermediate oscillatory phase)^[43]。

由此可见, 虽然国内托卡马克光谱诊断研究众多, 但基于碰撞辐射模型, 通过测量原子谱线辐射强度比的方法诊断 T_e 和 N_e 参数的研究在国内尚未见报道。而低温等离子体研究领域, 国内的研究者处于领先水平^[44]。通过低温等离子体可见光谱辐射诊断的研究^[45]发现, 根据等离子体条件做必要的假设, 通过在碰撞辐射模型中包含最主要的粒子和过程, 可以对谱线比法诊断等离子体进行有效的指导。

1.1.5 课题意义

利用等离子体的谱线辐射强度比进行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。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。所以利用氦原子谱线辐射强度比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。

然而, 根据氦原子的谱线强度分析出 N_e 和 T_e 是以碰撞辐射模型对氦原子激发态数密度的计算为基础的。原子反应速率系数和碰撞辐射模型中包含的能级以及反应过程是影响碰撞辐射模型计算精度的主要因素。碰撞辐射模型中包含着众多的能级粒子和复杂的反应过程, 且相互耦合, 现并无有效的手段对碰撞截面数据不确定性到粒子数计算误差的传递进行有效计算的手段, 也就无法对不同原子反应过程的数据提出具体的精度要求。随着原子能级的升高, 其原子数密度快速下降, 在碰撞辐射模型中的重要性也随之下。随之带来的问题是, 在特定的等离子体参数条件下, 碰撞辐射模型中包含至多高能级的激发态能级才能满足光谱诊断研究对精度的要求。

以上问题在托卡马克等离子体氦原子谱线比诊断的文献中鲜有报道。在低温等离子体研究领域, 人们意识到这个问题^[45], 并尝试在碰撞辐射模型中只包含与感兴趣能级粒子相关的主要过程, 通过与实验的对比, 来验证碰撞辐射模型的有效性。

在高温等离子体氦发射光谱诊断等离子体参数的实验中, 适用的等离子体参数范围^[12]为: $20\text{ eV} < T_e < 300\text{ eV}$ 与 $10^{12}\text{ cm}^{-3} < N_e < 2 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$, 这与 SUNIST 整个等离子体区域的参数范围一致 (如图 1.5 所示)。SUNIST^[47] 做为一台小型球形托卡马克实验装置, 急需部署低成本, 少维护或不需维护的可靠诊断手段。

因此, 我们在 SUNIST 中开展了氦原子光谱诊断研究。本文将根据 SUNIST 氦放电等离子体的特点建立碰撞辐射模型, 研究影响模型计算结果的因素, 包括速率系数不确定性和碰撞辐射模型中包含的能级粒子的影响等; 验证利用氦原子谱线辐射强度比诊断 SUNIST 等离子体参数物理和技术上的可行性; 并且在研究

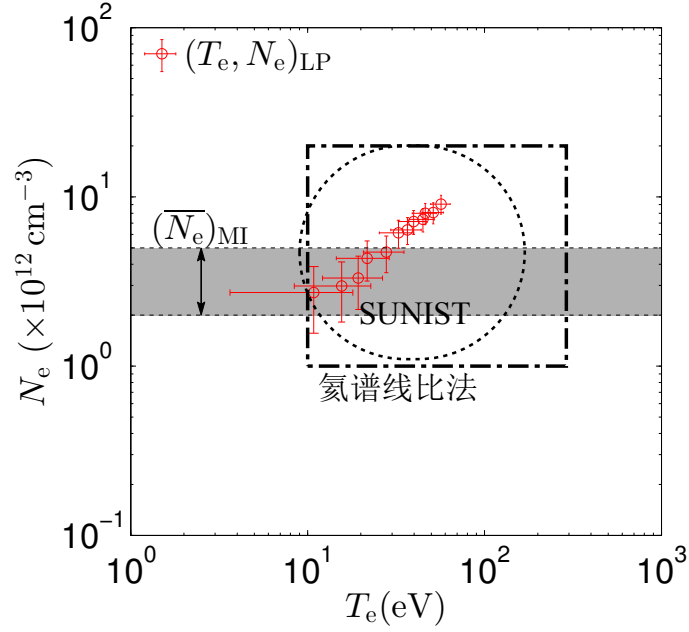


图 1.5 氢谱线比法诊断适用的电子参数范围与 SUNIST 等离子体参数范围估计。 $(T_e, N_e)_{LP}$ 表示静电探针测量的边界等离子体参数^[46]； $(\overline{N_e})_{MI}$ 表示微波干涉仪测量的电子密度范围值。点划线表示氢原子谱线比法的适用范围；点线表示 SUNIST 等离子体电子参数估计范围。

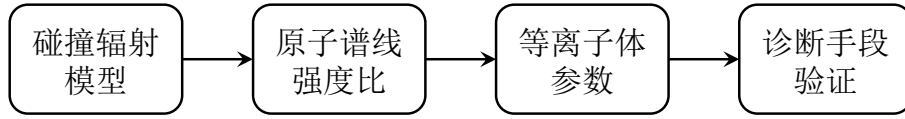


图 1.6 本文的研究思路

工作中为 SUNIST 完善运行设施，建立起光谱诊断系统，积累光谱诊断经验；同时，也希望为国内其他托卡马克装置采用此诊断奠定基础。

1.2 本文研究思路、内容和结构

本文以氢放电等离子体的原子发射光谱诊断 T_e 和 N_e 为对象，完成了碰撞辐射模型的建立、实验系统建设、诊断方法的建立和验证等研究内容。图 1.6 和图 1.7 分别显示的是研究思路图和各部分研究内容之间的关系。

论文首先建立适用于 SUNIST 氢放电等离子体的碰撞辐射模型，然后根据模型对谱线比的预测与实验测量进行对比得到等离子体的 T_e 和 N_e 参数，最后验证该方法的有效性，并针对影响诊断结果的因素进行讨论。

在碰撞辐射模型方面，首先分析了 SUNIST 等离子体参数下的氢原子激发态数密度分布特点，选定模型粒子数密度方程中包含的激发态能级和反应过程，并选择合适的反应截面数据进行计算。该部分是光谱诊断的基础，为从谱线强度测

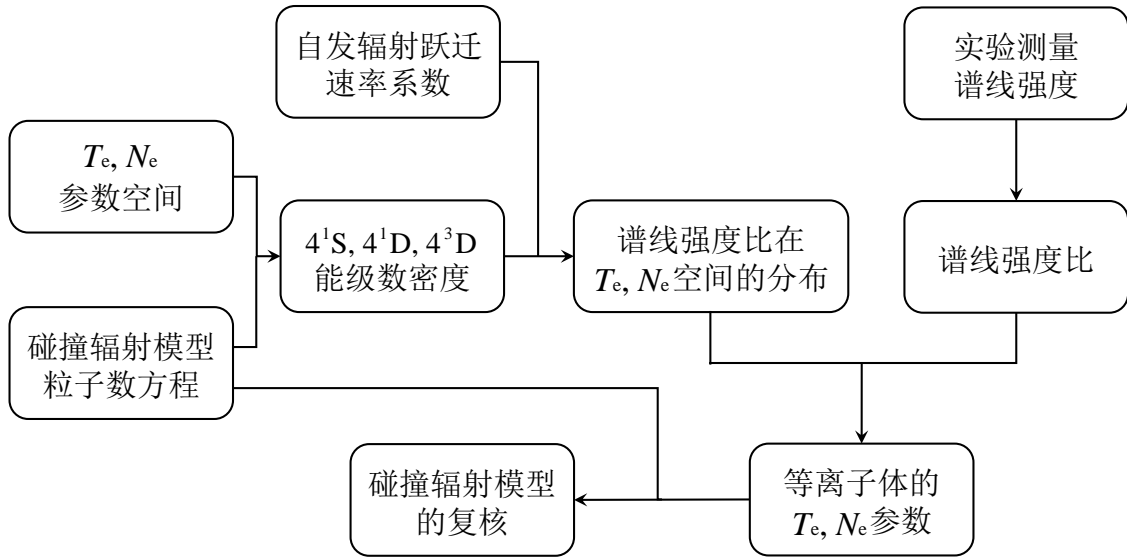


图 1.7 各部分研究内容的关系

量数据获得相应等离子体参数提供谱线强度比预测结果。

碰撞辐射模型在特定的等离子体参数空间提供了原子谱线强度比的预测结果，而通过实验数据获得对应参数则是一个反过程。为了获得实验数据，课题工作中建立了相应的光谱诊断设备，对单色仪各项参数进行了标定，并尽最大限度对光电倍增管的信号信号和干扰做了消除减弱。

对发射光谱法诊断手段的验证内容手段有：在诊断得到的等离子体参数下，模型计算的激发态能级数密度和实验测量对比对碰撞辐射模型的复核；影响模型对谱线比预测结果的因素——包括能级的选取、速率系数的不确定性等——的分析；以及光谱测量的弦积分特性带来的误差的分析等。

通过氦原子谱线辐射诊断 T_e 和 N_e 的工作，本文建立了从模型建立到实验测量，再到数据分析以及对诊断结果进行评估的整体框架。

本文结构如下：

第1章阐述了托卡马克高温聚变等离子体中光谱发射诊断研究的概况，介绍了本文研究的意义，给出了论文的主要研究内容和安排。

第2章从光子产生至被光谱系统检测测量所经历的物理过程出发，分析了影响谱线强度的因素：自发辐射跃迁几率、光子在等离子体内的传输以及自发辐射跃迁上能级激发态粒子数密度。给出了日冕、碰撞辐射模型和局域热平衡三种主要描述等离子体内粒子数密度分布的模型。介绍了高温聚变等离子体研究中使用的碰撞辐射模型的一般处理方法，并在最后指出现阶段氦原子谱线比诊断研究中使用的碰撞辐射模型所存在的一些问题，即反应速率系数不确定性至激发态数密度的传递估计手段不明确，以及模型中应包含的粒子和反应过程缺乏系统研究。

第 3 章通过分析 SUNIST 氦放电等离子体内氦原子的特点（如原子能级数密度分布特点、等离子体的光性厚度、杂质影响和多种过程的时间常数等）建立了相应的碰撞辐射模型。通过选取使用前人整理的碰撞反应截面数据，求解了模型结果并与 FLYCHK 代码包的计算结果进行对比。最后，根据 SUNIST 氦放电等离子体的实验测量选取合适的谱线比，建立了氦原子谱线比诊断电子温度和密度的方法。

第 4 章介绍了 SUNIST 上的光谱诊断系统，包括光谱测量系统和测量路径安排，单色仪的谱线准确性、分辨率以及测量系统光谱响应的标定结果等。同时，介绍了降低信号噪声和消除基线干扰的手段，给出了 SUNIST 上基于重复放电的光谱测量手段。相同的控制条件下 SUNIST 放电重复性的保证是测量的前提，本章后面介绍了对提高放电重复性所做的研究，通过设计和安装 SUNIST 进气系统，改善了 SUNIST 放电的重复性。

第 5 章给出了 SUNIST 氦放电等离子体的光谱测量和等离子体电子温度与密度的诊断结果。通过其他未使用谱线对应激发态能级粒子数密度与碰撞辐射模型计算结果的对比，复核了本文建立的碰撞辐射模型。研究中还发现原子谱线强度与磁探针信号具有相同的涨落行为、弦积分光谱测量诊断的电子密度与微波干涉仪测量的弦平均电子密度的比值与电子参数剖面分布的峰化与否有直接关系，这为今后丰富和深入光谱诊断研究内容提供了参考和指引。

第 6 章对本课题研究工作进行总结，指出工作的不足之处，并对未来的研究工作展开展望。

第2章 等离子体原子发射谱线与碰撞辐射模型

2.1 原子发射谱线

原子受到激发后，由高能级跃迁到低能级时，将辐射出一定能量的光子。光子的波长 λ 由能级间的能量差 ΔE 决定：

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (2-1)$$

式中， h 为普朗克常数 (Planck Constant)， c 为光速。

不同元素原子的能级结构是不相同的，具有不同的光谱辐射。通过对原子发射光谱的测量和分析，不仅可以定性地分析气体成分，还可以定量地分析各种元素的含量。根据不同原子受激发以及发射光谱的难易程度还可以进行等离子体参数的诊断测量，例如电子温度 T_e 和电子密度 N_e 。

假设均匀等离子体条件下，光谱测量系统获得的光子辐射计数率 $I_{\lambda_{ji}}$ 为：

$$I_{\lambda_{ji}} = \epsilon_{ji} V \Omega T_{\lambda_{ji}} \eta_{\lambda_{ji}} \quad (2-2)$$

其中， V 为光谱仪可观测到的等离子体体积， Ω 为光谱接收设备所呈的立体角， $T_{\lambda_{ji}}$ 为等离子体的透射率， $\eta_{\lambda_{ji}}$ 为光学探测系统的量子效率。如果同时测量另外一条波长为 λ_{qp} 的谱线，则两条谱线的强度比：

$$\frac{I_{\lambda_{ji}}}{I_{\lambda_{qp}}} = \frac{\epsilon_{ji} T_{\lambda_{ji}} \eta_{\lambda_{ji}}}{\epsilon_{qp} T_{\lambda_{qp}} \eta_{\lambda_{qp}}} = \frac{1}{F_R} \frac{T_{\lambda_{ji}} N_j A_{ji}}{T_{\lambda_{qp}} N_q A_{qp}} \quad (2-3)$$

其中， F_R 为与仪器响应相关的系数，实验中进行标定。

由此可见，理论上要计算有多少光子从辐射出等离子体区域，需要对以下三个过程进行分析：1) 原子激发态自发辐射跃迁几率；2) 特定的等离子体条件下原子激发态数密度；3) 光子在等离子体传播中的损失。

2.1.1 自发辐射跃迁

等离子体中的原子自高能级 j 向低能级 i 跃迁时，发出波长为 λ_{ji} 的光子辐射。其光子数辐射率可以写为^[48]：

$$\epsilon_{ji} = \frac{1}{4\pi} N_j A_{ji} \quad (2-4)$$

其中, N_j 为跃迁上能级 j 的粒子数密度, A_{ji} 为自发辐射跃迁速率系数 (爱因斯坦系数)。

自发辐射跃迁几率可以通过原子物理相关理论计算获得, 不同的等离子体环境会对原子状态产生影响, 但一般来讲等离子体环境对原子激发态自发辐射跃迁几率的影响微乎其微, 可以忽略。 $j \rightarrow i$ 自发辐射跃迁速率系数 A_{ji} 可以由以下方程给出^[49]:

$$A_{ji} = 4.3 \times 10^7 \frac{g_i}{g_j} f_{ij} \Delta E_{ji}^2 \text{ s}^{-1} \quad (2-5)$$

其中, g_i 、 g_j 和 ΔE_{ji} 分别为 i 、 j 能级的统计权重和两能级能量差。 f_{ij} 为 i 到 j 能级的吸收振子强度 (absorption oscillator strength)^[50]。另外, 自发辐射跃迁系数也可以在数据库^[51] 中直接查询获得。

2.1.2 谱线辐射在等离子体内的传播

激发态自发辐射跃迁产生的光子在等离子体的传播过程一般需要复杂的辐射输运方程进行描述^[52-54]。实际计算中, 人们一般采取简化的处理方法, 如使用光性厚度和逃跑因子描述等离子体对光子辐射的吸收^[9,50]。

其中, 光学逃跑因子 Λ (optical escape factor) 与可以逃离等离子体区域的光子比例相关, 逃跑因子接近或等于 1 时, 等离子体为光性薄的。平均光性厚度 τ_0 (mean optical depth) 为等离子体对光谱的指数吸收因子 ($I = I_0 e^{-\tau_0}$), 当 $\tau_0 \leq 0.01$ 时, 对应的等离子体为光性薄的。

对于氢等离子体, 如果谱线的多普勒展宽为主要展宽机制时^[48], 平均光性厚度和光学逃跑因子可以用下列公式计算^[9,55]:

$$\tau_0 = \frac{n_i g_j A_{ji} \lambda_{ji,0}^3}{8 g_i \pi^{3/2} v_{th}} \quad (2-6)$$

$$\Lambda = 1 - \left(\frac{\tau_0}{\sqrt{2}} - \frac{\tau_0^2}{2! \sqrt{3}} + \frac{\tau_0^3}{3! \sqrt{4}} \cdots \frac{(-1)^{n+1} \tau_0^n}{n! \sqrt{n+1}} \right) \quad (2-7)$$

其中, n_i 为跃迁低能级的粒子数密度, g_j 和 g_i 分别为跃迁对应高能级和低能级的统计权重, $\lambda_{ji,0}$ 为谱线的中心波长, v_{th} 为氢原子的热速度, r 为等离子体特征尺度 (半径)。另外, 当谱线展宽机制并非多普勒展宽时, J. He 等人^[56] 计算了氢谱线辐射为洛仑兹 (Lorentzian) 和沃伊特 (Voigt) 线形时的逃跑因子。

2.1.3 原子激发态数密度分布的简化模型

式 (2-3) 中上能级的粒子数 N_j 与 N_q 与等离子体电子温度 T_e 和 N_e 相关。通过建立原子反应过程模型, 事先计算等离子体辐射谱线上能级的粒子数密度与 T_e 和

N_e 的关系, 则可通过测量谱线的强度比反推等离子体的电子温度和密度。

在特定的 T_e 和 N_e 参数下, 通过对等离子体内影响特定原子激发态数密度的反应过程进行研究, 以确定此激发态的数密度。这些原子反应过程一般为:

1. 同步辐射跃迁

- 自发辐射跃迁 (spontaneous radiative decay)
- 同步辐射复合 (spontaneous radiative recombination)
- 自发电离 (autoionization)
- 双电子复合 (dielectronic capture)

2. 自由电子碰撞

- 激发 (excitation)
- 退激发 (deexcitation)
- 电离 (ionization)
- 复合 (recombination)

3. 光致过程

- 光致激发 (photoexcitation)
- 光致退激发 (photodeexcitation)
- 光致电离 (photoionization)
- 光致辐射复合 (induced radiative recombination)

4. 重粒子碰撞

- 激发 (excitation)
- 退激发 (deexcitation)
- 电离 (ionization)
- 电荷交换 (charge exchange)

原则上, 将这些过程的反应速率方程一一列出, 并联立求解这些方程即可得到等离子体内各粒子的数密度。

但等离子体中包含了数目巨大的粒子和相应反应过程, 实际上不可能将所有反应过程进行描述并求解。实际的研究工作中, 人们一般根据等离子体密度高低将等离子体分为三种模型进行描述: 日冕模型、碰撞辐射模型和局域热平衡模型。图 2.1 所示为以拥有三个能级 (基态和两个激发态能级) 的原子为例, 将三种模型的反应过程图像进行示意。

日冕模型 在低密度等离子体 ($n < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) 中, 等离子体内原子激发态的自发辐射跃迁几率远高于其碰撞损失过程 (激发/退激发) 的跃迁几率。所以, 模型中仅考虑基态的碰撞激发、电离以及激发态的自发辐射跃迁过程。此时, 激发态能级粒子的数密度要远低于基态能级的粒子数密度。

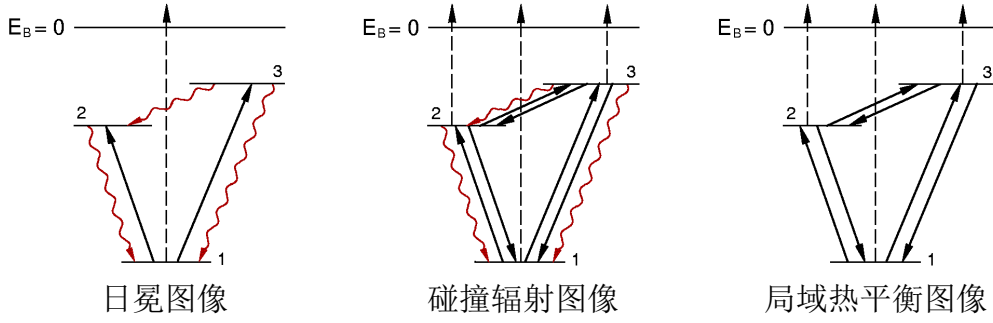


图 2.1 具有三个能级（基态和两个激发态）原子的日冕图像、碰撞辐射图像和局域热平衡图像示意图。图片来自 [57]。

碰撞辐射模型 当等离子体密度较高时，碰撞过程反应速率增加。此时原子激发态数密度由碰撞和自发辐射过程的相互竞争决定。在碰撞辐射图像中，激发态原子的激发、退激发和电离过程等反应开始变得重要。托卡马克聚变等离子体的密度处在 $10^{11} \text{ cm}^{-3} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 区间，其原子反应过程应使用碰撞辐射模型描述。

局域热平衡模型 当等离子体密度高于 10^{18} cm^{-3} 时，碰撞反应过程的速率进一步加大，甚至超过自发辐射跃迁过程，此时激发态原子的自发辐射跃迁过程可以忽略。此时，原子激发态与基态之间处于局域热平衡状态。原子激发态之间和电离态之间的粒子数密度分布分别为麦克斯韦分布和萨哈分布，其分布函数可在 [58] 中找到。

2.2 碰撞辐射模型

对于等离子体内的某电离态离子的激发态能级粒子 p ，其数密度 N_p 随时间的变化由下面的速率方程决定：

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} = & - \left\{ \sum_{q \neq p} C_{pq} N_e + \sum_{q < p} A_{pq} + S_{pv} N_e + r_{p\mu} N_e \right\} N_p \\ & + \left\{ \sum_{q \neq p} C_{qp} N_q + \sum_{q > p} A_{qp} N_q \right\} + \{ S_{\mu p} N_\mu + r_{vp} N_v \} N_e \end{aligned} \quad (2-8)$$

其中， C 、 A 、 S 、 r 和 N 分别表示电子碰撞激发或退激发速率系数、自发辐射跃迁几率、电子碰撞电离速率系数、电子碰撞复合速率系数和粒子数密度；下标中 q 、 μ 、 ν 和 e 分别表示与 p 能级具有相同电离态的 q 激发态能级离子（或原子，下同）、低电离态离子、高电离态离子和电子。可见，对于 p 能级粒子，其主要损失过程包括电子碰撞激发或退激发、电离和复合以及自发辐射跃迁过程；其产生过程也类似地由这些过程决定。

将等离子体内此电离态的基态和亚稳态粒子记为 ρ (在碰撞辐射模型中, 亚稳态与其他普通激发态粒子的处理没有本质不同, 其特性由原子反应过程的速率系数体现), 其他激发态粒子记为 i , 高电离态离子记为 ν , 低电离态粒子记为 μ 。对每个粒子的数密度 N 列出其速率方程, 即可得以下完备的粒子反应速率方程:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} N_\mu \\ N_\rho \\ N_i \\ N_\nu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{\mu'} & N_e \mathcal{R}_{\rho'\mu} & 0 & 0 \\ N_e \mathcal{S}_{\mu'\rho} & C_{\rho'} & C_{i'\rho} & N_e \mathcal{R}_{\nu'\rho} \\ 0 & C_{\rho'i} & C_{i'} & N_e \mathcal{R}_{\nu'i} \\ 0 & N_e \mathcal{S}_{\rho'\nu} & N_e \mathcal{S}_{i'\nu} & C_{\nu'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{\mu'} \\ N_{\rho'} \\ N_{i'} \\ N_{\nu'} \end{bmatrix} \quad (2-9)$$

其中, 方程右侧第一项矩阵中, \mathcal{S} 与 \mathcal{R} 分别为离子的电离和复合速率系数向量。非对角元素 C 表示电子碰撞激发/退激发和自发辐射跃迁速率系数向量, 以 $C_{\rho'i}$ 为例:

$$C_{\rho'i} = \sum_{\rho' \neq i} C_{\rho'i} N_e + \sum_{\rho' > i} A_{\rho'i} \quad (2-10)$$

对角元素表示此粒子的总损失速率, 以 $C_{\rho'}$ 为例:

$$C_{\rho'} = - \{ (\mathcal{R}_{\rho'\mu} + \mathcal{S}_{\rho'\nu}) N_e + C_{\rho'i} \} \quad (2-11)$$

另外, 粒子上标'表示上一时刻的粒子数密度。

方程 (2-9) 描述了等离子体内各能级粒子 (离子) 的数密度随时间的变化。其中包含了两个假设: 1) 模型中只包含只有一个电子得失的电离和复合过程; 2) 电离和复合过程的产物粒子只处于基态或亚稳态。通过求解此方程可以获得随时间的演化情况, 也可以计算系统达到稳态时的结果。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, 人们一般采用粒子数方程达到稳态时的计算结果。

2.3 氦原子碰撞辐射模型研究中存在的问题

在利用氦原子谱线比诊断托卡马克等离子体 T_e 和 N_e 的研究中, 为了得到更高精度的计算结果, 人们不断尝试改进原子反应速率系数的精度, 并增加在碰撞辐射模型中包含的能级粒子、反应过程以及可以对原子能级产生影响的因素。但因为使用的截面数据精度不一, 导致碰撞辐射模型中包含更多的能级和反应过程时, 并不能如预期那样获得更高精度的计算结果 (图 2.2)。

1) 原子反应速率系数不确定性

原子反应速率系数 (或截面) 数据主要有以下三种来源: 实验测量^[61-63]、理论计算^[64,65] 与半经验公式拟合^[66], 并且有人对此专门做过总结^[67-69]。图 2.3 所示

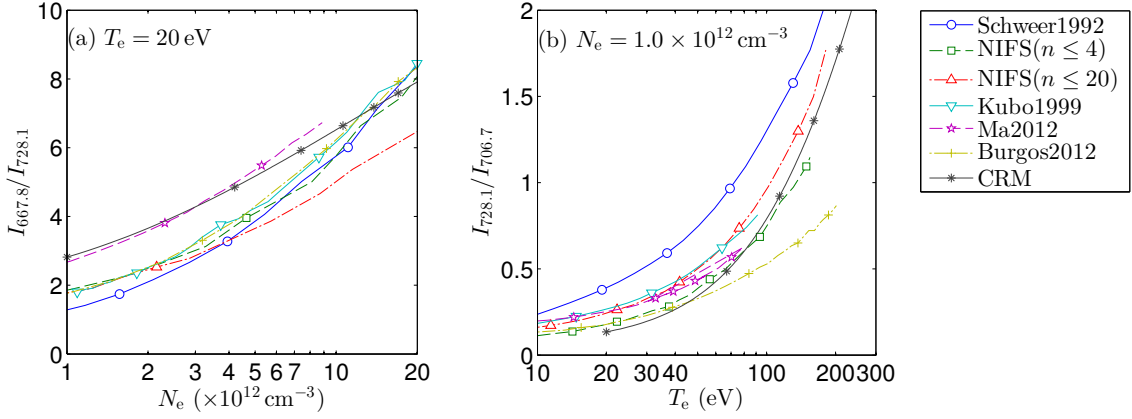


图 2.2 不同碰撞辐射模型计算的来自 $n = 3$ 壳层的谱线比结果对比。(a): $T_e = 20 \text{ eV}$ 时, N_e 敏感谱线比 $I_{667.8}/I_{728.1}$ 的对比; (b): $N_e = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时, T_e 敏感谱线比 $I_{728.1}/I_{706.7}$ 的对比。模型和数据来源: Schweer1992: 来自 [15] ($n \leq 4$); NIFS ($n \leq 4$): 来自 [59]; NIFS ($n \leq 20$): 来自 [59]; Kubo1999: 来自 [28], 使用 [25] 的模型; Ma2012: 来自 [30], 使用 [14] 的模型; Burgos2012: 来自 [60]; CRM: 本文碰撞辐射模型。

为不同数据来源的电子碰撞激发和速率系数的对比。在碰撞辐射模型方面, 人们也在一直将最新的速率系数总结结果应用在计算中, 例如, M. Goto^[14] 将以前的碰撞辐射模型^[25] 使用的反应速率系数数据进行了更新。然而这些数据来源的精度难以保证^[10], 导致不同来源原子反应数据的碰撞辐射其计算结果也不尽相同^[70]。

碰撞辐射模型中包含着数目巨大的激发态能级和复杂的相关反应过程, 且各粒子之间通过原子反应相互关联。目前并没有有效的手段可以对速率系数不确定性至激发态数密度计算误差之间的传递进行计算。Y. Andrew 等人^[33] 提出了一种计算方法, 在假设碰撞辐射模型中某一过程的速率系数具有不确定性时, 对此速率系数进行干扰, 并重新求解碰撞辐射模型, 以获得该速率系数的不确定性对粒子数密度计算的影响。通过对所有的速率系数进行干扰并重新求解碰撞辐射模型, 即可得到模型中各反应过程速率系数的影响。这种方法并不直观, 速率系数不确定性至激发态数密度计算误差传递之间的物理意义不明确, 且每次都要对碰撞辐射模型进行重新求解, 也不能对速率系数精度提出具体的要求。

2) 模型中包含的激发态能级和反应过程

最早人们使用最高包含至 $n = 4$ 壳层的碰撞辐射模型^[15,71], 后来在模型中增加了 $5 \leq n \leq 9$ 的激发态和 He^+ ^[12], 随着模型的发展, 包含了越来越多的能级^[19], 甚至最高包含到了 $n = 500$ 壳层的能级^[60]。然而, 通过将这些模型谱线比的计算结果进行对比 (图 2.2) 发现, 这些模型并没有因为包含了跟多的能级和反应过程而获得高精度的结果。

首先, 对于很高激发态的能级, 现阶段无法对其电子碰撞激发或电离的截面进行精确的理论计算, 实验更是无法进行测量。模型中, 只能通过经验上的定标

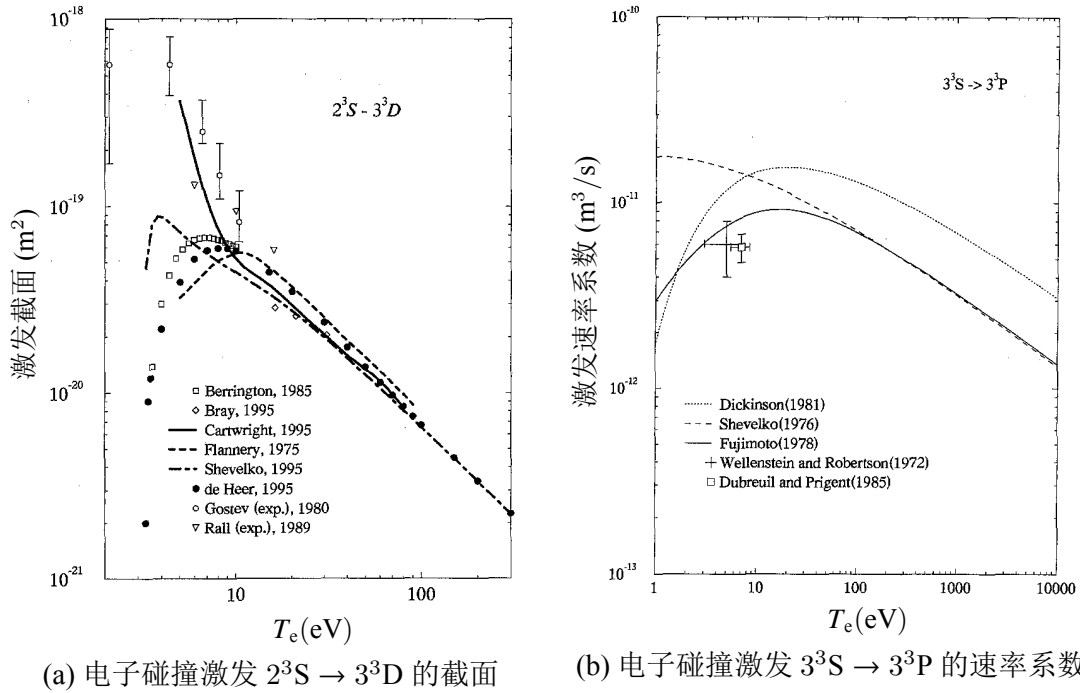


图 2.3 不同数据来源的电子碰撞激发和速率系数数据对比。图片来自 [26]，数据来源详见 [26] 的相关参考文献。

关系来计算，然而这种定标关系的精度是很难保证的。其次，对于高激发态能级，其粒子数密度会急剧减少^[25,72]，然而在模型中使用低精度的反应截面数据将其包含在计算中，这不但不会带来更高精度的计算结果，反而可能会带来更大的计算误差。目前，在使用相同的速率系数的前提下，在模型中包含不同的能级和反应过程对计算结果影响的研究还鲜有报道。其中，文献 [59] 中给出了模型包含 $n \leq 4$ 和 $n \leq 20$ 时不同的计算结果，但没有详细分析模型中包含不同能级粒子时，计算结果将会呈现什么样的趋势。

2.4 小结

本章从光子产生到被光谱测量设备探测接收所经历的物理过程出发，给出影响谱线强度的因素，包括：自发辐射跃迁几率、光子在等离子体内传播过程中的再吸收和激发态粒子数密度。其中，自发辐射跃迁几率系数可以获得高精度的数据，对于光性薄的等离子体，激发态粒子数密度与其电子密度和电子温度参数相关，通过建立描述等离子体内各粒子的原子反应速率方程，即可以求解出在不同的等离子体参数情况下的激发态粒子数密度。通过实验测量来自不同激发态的谱线，根据其谱线强度比，既可以反推出等离子体的电子温度和密度参数。

在实际研究中，人们根据等离子体密度的不同对等离子体内的反应过程进行

不同的简化。对高温聚变等离子体，需要使用碰撞辐射模型以计入原子碰撞激发/退激发、电离/复合以及自发辐射跃迁等过程，以求解激发态粒子数密度。然而，原子反应过程速率系数（截面）数据的精度受到很大限制，以致人们在模型中包含越来越多的能级粒子和反应过程，却不能如预期的那样得到更高精度的结果。同时，由于碰撞辐射模型中包含了数目巨大的能级粒子和复杂的反应过程，目前并无有效手段对速率系数不确定性至能级粒子数密度计算误差的传递进行直接的有效计算。一般使用对速率系数进行干扰并再次求解模型的速率方程的方法，这种分析手段并不直观，也不易操作，对不确定性的传递也不能给出明确的物理意义。

第3章 SUNIST 氦放电等离子体的碰撞辐射模型

针对 SUNIST 氦放电等离子体，建立了氦原子的碰撞辐射模型。首先经过分析和调研，忽略了其他杂质元素粒子的影响，为氦原子各能级粒子选定了相应的反应过程，并计算了反应速率系数。基于对各能级的主要产生过程的分析，推导出反应速率系数不确定性的传递函数。通过对比包含不同能级数目时碰撞辐射模型的计算，根据反应速率系数不确定性的传递结果，给出模型只需最高包含至 $\max n = 7$ 即可以给出满足 SUNIST 实验中使用来自 $n = 4$ 激发态能级谱线比诊断要求的激发态能级粒子数密度计算结果。最后，给出同时获得 T_e 和 N_e 参数的谱线比法。

3.1 碰撞辐射模型的建立

3.1.1 氦原子的能级分布与能级结构

图 3.1 显示的是 T. Fujimoto^[25] 的碰撞辐射模型对一个放电管中氦原子能级数密度分布的计算结果。根据 H. R. Griem^[72] 提出的原则，给出了一个临界能级主量

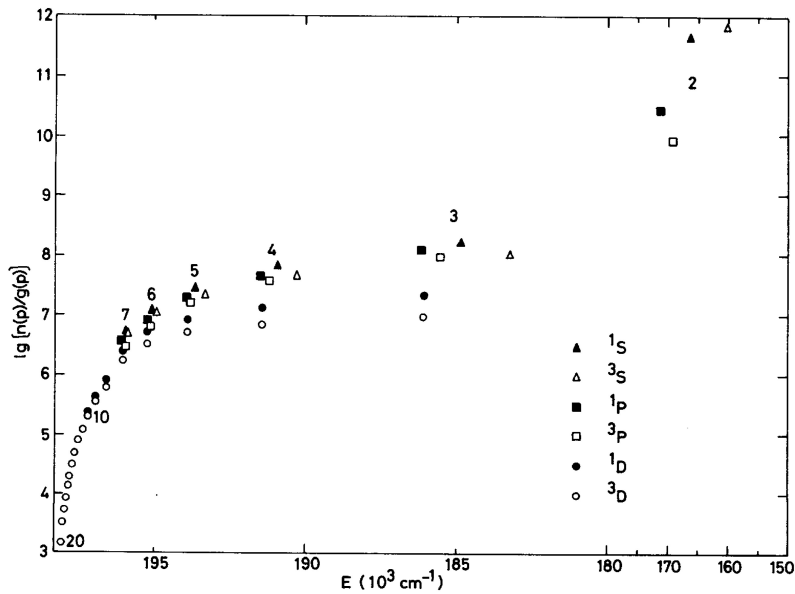


图 3.1 T. Fujimoto 对氦原子能级数密度的计算结果。对应放电管（直径 $R = 0.8 \text{ cm}$ ）实验参数为气压 53.3 Pa 、放电电流 100 mA 。放电管中心的基态氦原子数密度为 $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、电子密度为 $6.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、电子温度为 4.9 eV 。图片来自 [25]。

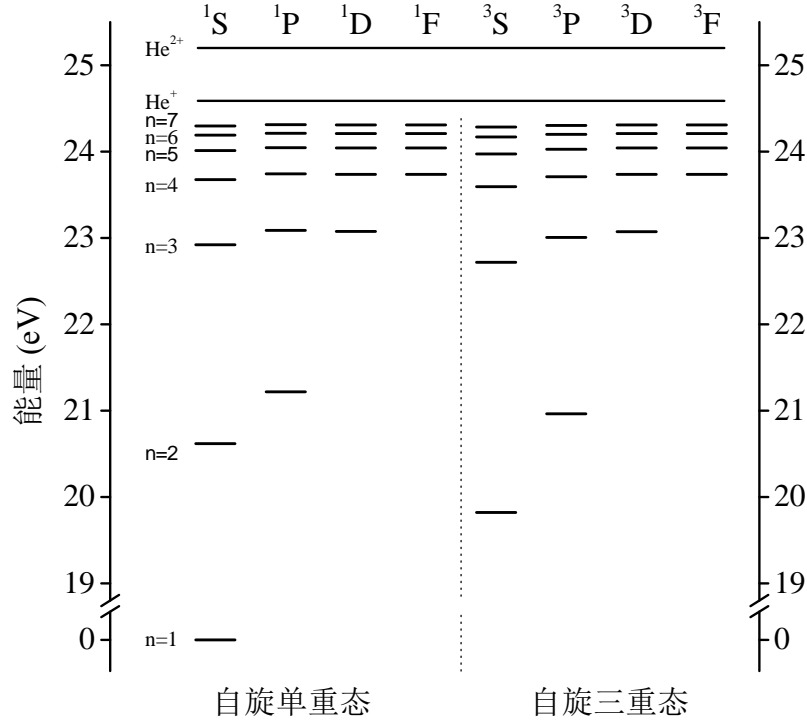


图 3.2 碰撞辐射模型使用的氦原子能级图。能级数据来自 [51]。

子数:

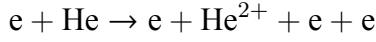
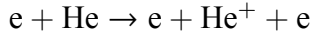
$$n_c = \left(\frac{8 \cdot 10^{17}}{N_e} \right)^{2/17} \left(\frac{kT_e}{\chi_H} \right)^{1/17}, \quad (3-1)$$

其中, χ_H 为氢的基态电离能, k 为玻尔兹曼常数。主量子数处于 n_c 以下的能级粒子数密度与能级的能量之间无明显的函数关系 (除基态与亚稳态外 $N_p/g_p \propto n^{-0.5}$, 其中, N_p 与 g_p 分别为 p 激发态的数密度和统计权重因子, n 为 p 激发态能级的主量子数), 其能级粒子数由激发态粒子之间电子碰撞跃迁与自发辐射过程共同决定, 称为日冕区 (corona phase) 能级。主量子数处于 n_c 以上能级的粒子数密度随能级的升高而快速下降 ($N_p/g_p \propto n^{-6}$), 其粒子之间的电子碰撞跃迁过程大于自发辐射过程, 称为准饱和区 (quasi-saturation phase) 能级。对于 SUNIST 等离子体, 在低密度高温等离子体条件下 $n_c = 4$; 在高密度低温等离子体条件下 $n_c = 6$ 。基于此结论, 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 3.2 所示为本文模型的氦原子能级图。

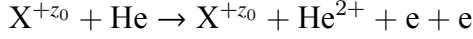
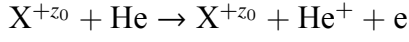
3.1.2 激发和电离平衡过程以及等离子体光性厚度分析

影响氦原子数密度的首先是碰撞电离过程, 可以将氦原子内的电子剥离的反应过程如下^[73]:

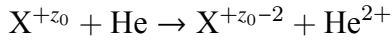
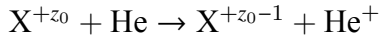
1. 电子碰撞电离与双电离



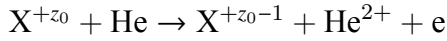
2. 离子碰撞电离与双电离



3. 单电子与双电子电荷交换



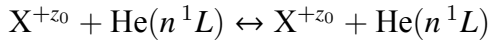
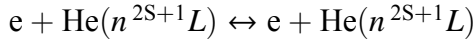
4. 电子交换双电离 (transfer double ionization)



其中, X 表示某杂质原子或离子。

影响氦原子激发态数密度的是碰撞激发、退激发以及自发辐射跃迁过程, 其主要反应如下:

5. 电子与离子碰撞激发与退激发



6. 自发辐射跃迁



其中, 电子碰撞可以产生自旋变化跃迁, 而离子碰撞只能在相同的自旋能级粒子之间发生跃迁。

以上每个反应过程, 对于特定的 p 能级粒子, 其粒子数密度 N_p 变化速率为:

$$\frac{dN_p}{dt} = -n_{e,X} \cdot N_p \cdot \langle v_{e,X} \cdot \sigma_{pq} \rangle \quad (3-2)$$

其中, $n_{e,X}$ 为电子或重粒子的数密度, $v_{e,X}$ 为电子或重粒子的碰撞速度, σ_{pq} 为 $p \rightarrow q$ 反应过程的碰撞截面。可以看出, 在碰撞辐射模型中, 影响激发态能级粒子数密度的过程主要受 $n_{e,X}$ 、 N_p 、 $v_{e,X}$ 和 σ_{pq} 四个因素乘积的影响。下面我们将对这些因素做详细分析, 分析过程中将氦原子的基态 (gs)、亚稳态 (meta) 和普通激发态 p 进行分别讨论。

1) 粒子数密度的量级

图 3.3 所示为碰撞辐射模型对氦等离子体中 $n \leq 3$ 各能级粒子和氦离子 (He^+ 和 He^{2+}) 相对含量随 T_e 和 N_e 的变化趋势计算结果。可以看出在 SUNIST 等离子体参数范围内, 当 $T_e = 20 \text{ eV}$ 时, 由于电子碰撞激发, 普通激发态粒子数密度随 N_e 增大而增加, 基态和亚稳态由于电子碰撞激发过程的影响, 其粒子数密度相对

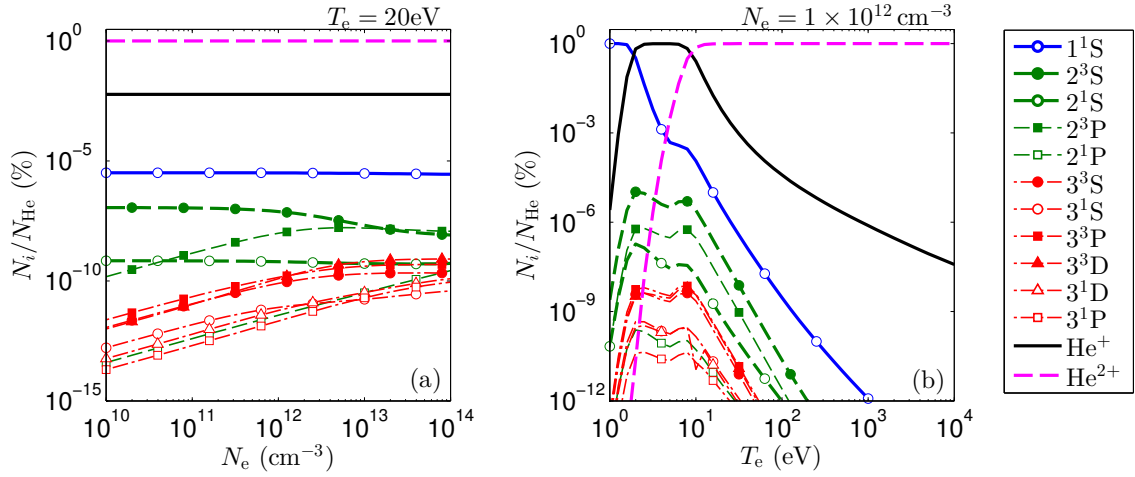


图 3.3 氦等离子体中 $n \leq 3$ 各能级和氦离子 (He^+ 和 He^{2+}) 相对含量随电子温度和电子密度的变化趋势。(a): $T_e = 20 \text{ eV}$ 时随电子密度的变化; (b): $N_e = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时随电子温度的变化。

表 3.1 氦等离子体各粒子数密度的量级

粒子数密度	量级
N_{gs}	0
N_{meta}	-1*
N_p	-4
$N_{\text{He}^{2+}}$	+6
N_X	+4
N_e	+6

*: 表示该粒子数密度为基准数密度的 10^{-1} 量级。

略有下降。在特定的 N_e 条件下 ($1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), 随着 T_e 的上升, 各氦原子能级数密度快速下降。我们将以图所示做氦原子和氦离子的数密度量级估计。SUNIST 氦放电等离子体中, 可以认为 N_e 与 He^{2+} 具有相同量级的数密度。

对于 SUNIST 真空室, 连续放电后, 质谱测量结果显示等效氢原子数占本底原子数约为 40%, 为氦等离子体放电时的主要杂质。本底气压在小于 $1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ 范围, 放电时的气压约为 $4.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 。由此可见, 正常放电时 H 的数密度比 $N_{\text{He}^{2+}}$ 要小两个数量级。同时, 由于其他如 C、N、O 等杂质含量不会高于氢^[74], 我们这里将这些杂质粒子的数密度量级设为与 H 相同。

表 3.1 所示, 为 SUNIST 氦放电等离子体各粒子数密度量级的估算结果。在量级估算时, 以基态能级粒子数密度 N_{gs} 为基准。

2) 碰撞速度的量级

表 3.2 各粒子数碰撞速度的量级

碰撞速度	量级
v_e	0
v_{He}	-3
v_X	-3

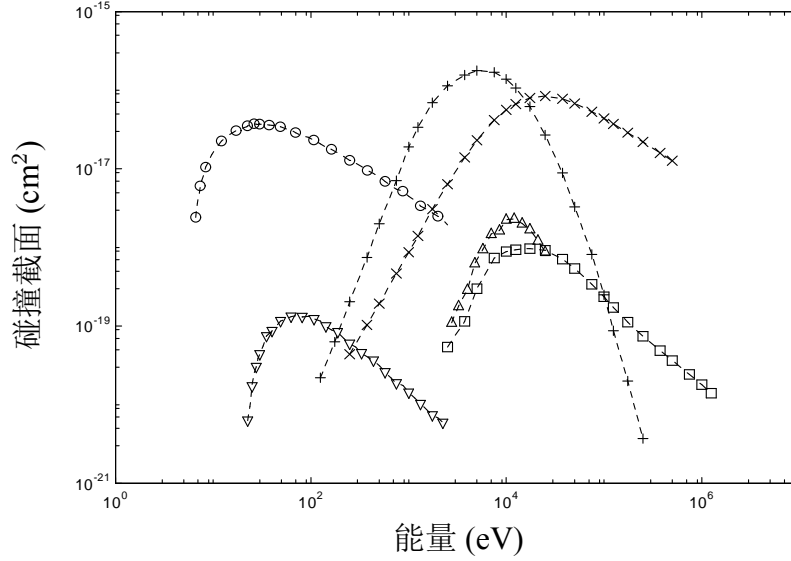


图 3.4 氦原子基态 (1^1S) 的电子与氢离子 (质子) 碰撞电离反应截面数据。○: 电子碰撞电离; ▽: 电子碰撞双电离; +: 单电子电荷交换; ×: 质子碰撞电离; △: 电子交换双电离; □: 质子碰撞双电子电离。图片来自 [73]。

对于 SUNIST 等离子体, 电子与离子的热平衡弛豫时间常数为 $\tau_{i-e} \sim 2 \text{ ms}$ (第 3.1.5 节), 与 SUNIST 放电平顶段持续时间相同。可以认为离子温度是远小于电子温度的。则电子与重粒子的碰撞速度应有三个量级的差别。重粒子中为 H、He、C、N 和 O 等轻元素, 不妨认为他们具有相同量级的碰撞速度。以电子碰撞速度 v_e 为基准, 表 3.2 所示为碰撞速度的量级结果。

3) 碰撞截面的量级

图 3.4 所示为氦原子的电子与质子碰撞电离过程截面数据。可以看出, 在几十至几百电子伏的温度范围, 电子碰撞电离过程的截面远大于其他反应过程。电子碰撞双电离过程的截面虽然低两个数量级, 但也比质子碰撞电离过程截面要大。只有当温度达到 $\sim 750 \text{ eV}$ 及以上时, 单电子电荷交换过程才变得重要, 并且质子碰撞电离过程与其相当。直到温度达 20 keV 以上, 质子碰撞电离过程的截面超过电荷交换过程。

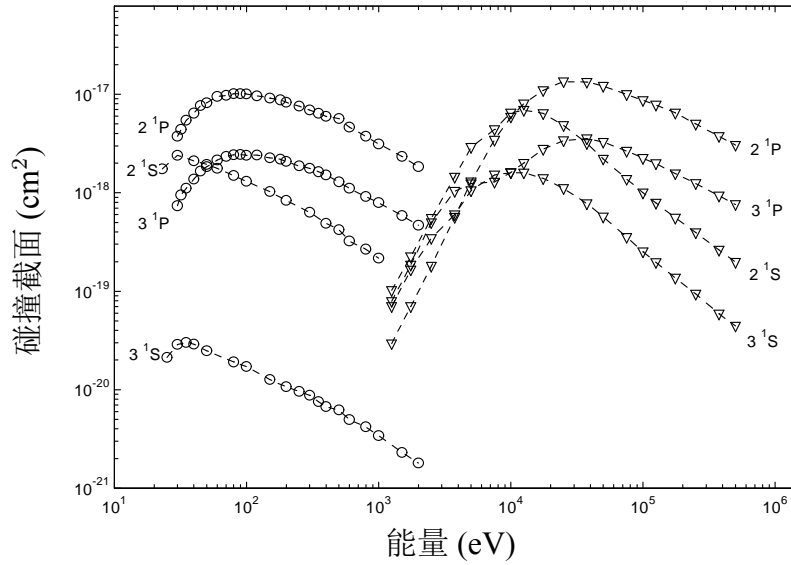


图 3.5 氦原子基态 (1^1S) 的电子与氢离子 (质子) 碰撞激发截面。○: 电子碰撞激发; ▽: 质子碰撞激发。图片来自 [73]。

表 3.3 氦等离子体各粒子数密度的量级

碰撞截面 *	量级
σ_{e-exc}	0
σ_{X-exc}	-3
σ_{e-ion}	+1
$\sigma_{e-dbion}$	-2
σ_{X-ion}	-3
$\sigma_{X-dbion}$	-3

*: 其中, exc 表示激发过程, ion 表示电离过程, dbion 表示双电子离过程

图 3.5 显示的是基态氦原子的电子与质子碰撞激发反应截面。可以看出, 只有当温度高于 1 keV 时, 质子碰撞激发过程才显得重要。

由此, 以电子碰撞激发截面为基准, 各激发和电离过程的截面量级在表 3.3 中列出。

4) 电子碰撞与重粒子碰撞激发过程的选择

根据表 3.1 – 表 3.3, 将电子碰撞和重粒子碰撞的氦原子激发过程及其数密度反应速率量级估算结果在表 3.4 中列出。可见, 氦原子基态的电子碰撞激发过程占主要部分, 而普通激发态能级粒子的电子碰撞激发要低四个量级, 重粒子碰撞的激发反应速率则更低。所以在碰撞辐射模型中将重粒子碰撞激发过程忽略是合理的。

5) 电子碰撞与重粒子碰撞电离过程的选择

表 3.4 氦原子电子碰撞 (e-) 和重粒子碰撞 (X-) 激发过程的量级估算

反应过程	$n_{e,X}$	N_p	$v_{e,X}$	σ_{pq}	反应过程量级
e- 基态	+6	0	0	0	+6
e- 亚稳态	+6	-1	0	0	+5
e- 普通激发态	+6	-4	0	0	+2
X- 基态	+4	0	-3	-3	-2
X- 亚稳态	+4	-1	-3	-3	-3
X- 普通激发态	+4	-4	-3	-3	-6

表 3.5 氦原子电子碰撞 (e-) 和重粒子碰撞 (X-) 电离过程的量级估算

反应过程	$n_{e,X}$	N_p	$v_{e,X}$	σ_{pq}	反应过程量级
e- 基态	+6	0	0	+1	+7
e- 亚稳态	+6	-1	0	+1	+6
e- 普通激发态	+6	-4	0	+1	+3
X- 基态	+4	0	-3	-3	-2
X- 亚稳态	+4	-1	-3	-3	-3
X- 普通激发态	+4	-4	-3	-3	-6
e- 基态 (双电离)	+6	0	0	-2	+4
e- 亚稳态 (双电离)	+6	-1	0	-2	+3
e- 普通激发态 (双电离)	+6	-4	0	-2	0
X- 基态 (双电离)	+4	0	-3	-3	-2
X- 亚稳态 (双电离)	+4	-1	-3	-3	-3
X- 普通激发态 (双电离)	+4	-4	-3	-3	-6

将电子碰撞和重粒子碰撞的氦原子电离过程及其数密度速率量级估算结果在表 3.5 中列出。可见，对于氦的电离过程，在碰撞辐射模型中，将重粒子碰撞电离、双电离以及除基态外的电子碰撞双电离过程忽略是合理的。

6) 等离子体的光性厚度

根据式 (2-6)，计算了在不同的温度和密度组合下平均光性厚度 τ_0 的数值，如表 3.6 所示。因为 SUNIST 等离子体中较低的 n_i 与较高的 v_{th} ，SUNIST 等离子体对测量谱线的吸收作用可以忽略。计算结果还显示即使对跃迁低能级为基态或亚稳态的共振线，仍可以忽略等离子体的吸收影响。

表 3.6 本文测量氦原子谱线的平均光性厚度

跃迁	$\lambda_{ji,0}$ (nm)	$\tau_0 (10^{-7})$		$\tau_0 (10^{-12})$	
		$T_e = 30 \text{ eV}$		$T_e = 300 \text{ eV}$	
		$N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	10^{13} cm^{-3}	$N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	10^{13} cm^{-3}
$2^1\text{S} \leftarrow 3^1\text{P}$	501.6	0.005	0.005	0.032	0.032
$2^1\text{S} \leftarrow 4^1\text{P}$	396.5	0.001	0.001	0.008	0.008
$2^1\text{P} \leftarrow 4^1\text{S}$	504.8	0.000	0.000	0.000	0.000
$2^1\text{P} \leftarrow 4^1\text{D}$	492.2	0.000	0.000	0.000	0.002
$2^3\text{S} \leftarrow 3^3\text{P}$	388.9	0.442	0.116	0.242	0.083
$2^3\text{P} \leftarrow 3^3\text{D}$	587.6	0.781	1.251	0.285	0.688
$2^3\text{P} \leftarrow 4^3\text{S}$	471.3	0.004	0.006	0.001	0.003
$2^3\text{P} \leftarrow 4^3\text{D}$	447.1	0.120	0.192	0.044	0.105
$2^3\text{P} \leftarrow 5^3\text{S}$	412.1	0.001	0.002	0.000	0.001

3.1.3 能级数密度速率方程

碰撞辐射模型的核心是对模型中包含的粒子列出其数密度方程，联立这些方程以求得各粒子的数密度。在氦等离子体中，不同的激发态能级具有不尽相同的主要反应过程，例如 He^{2+} 粒子不存在双电子复合过程（dielectric recombination）、电子碰撞双电子电离过程只需计入基态粒子等。本文的碰撞辐射模型针对不同的能级也做了相应的处理。

基态氦原子 1^1S 的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（radiation recombination）与偶电子复合（dielectric recombination）过程。其粒子数密度 N_1 的速率方程：

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} = & - \left\{ \sum_{q>1} C_{1q} + S_{\text{He}^+}(1) + S_{\text{He}^{2+}}(1) \right\} N_e N_1 \\
 & + \sum_{q>1} \{ C_{q1} N_e + A_{q1} \} N_q \\
 & + \{ \beta_{\text{He}^+}(1) + \beta_{\text{He}^+,d}(1) \} N_e N_{\text{He}^+}
 \end{aligned} \tag{3-3}$$

对于亚稳态 2^1S 和 2^3S ，忽略其与普通激发态的电子碰撞双电子电离与偶电子复合过程，则对于氦原子的激发态和亚稳态 p ，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。其粒子数 N_p 的速率方程：

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} = & - \left\{ \sum_{q \neq p} C_{pq} N_e + \sum_{q < p} A_{pq} + S_{\text{He}^+}(p) N_e \right\} N_p \\ & + \left\{ \sum_{q \neq p} C_{qp} N_e + \sum_{q > p} A_{qp} \right\} N_q \\ & + \beta_{\text{He}^+}(p) N_e N_{\text{He}^+} \end{aligned} \quad (3-4)$$

He^+ 离子的主要损失过程为电子碰撞电离、辐射复合以及偶电子复合过程；主要产生过程为：原子激发态碰撞电离以及 He^{2+} 离子复合过程。其粒子数 N_{He^+} 的速率方程为：

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{He}^+}}{dt} = & - \left\{ \sum_p \beta_{\text{He}^+}(p) + \beta_{\text{He}^+,d}(1) + S_{\text{He}^{2+}}(\text{He}^+) \right\} N_e N_{\text{He}^+} \\ & + N_e \sum_p S_{\text{He}^+}(p) N_p + \beta_{\text{He}^{2+}}(\text{He}^+) N_e N_{\text{He}^{2+}} \end{aligned} \quad (3-5)$$

对于 He^{2+} ，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。其粒子数 $N_{\text{He}^{2+}}$ 的速率方程为：

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{He}^{2+}}}{dt} = & - \beta_{\text{He}^{2+}}(\text{He}^+) N_e n_{\text{He}^{2+}} \\ & + \{ S_{\text{He}^{2+}}(1) N_1 + S_{\text{He}^{2+}}(\text{He}^+) N_{\text{He}^+} \} N_e \end{aligned} \quad (3-6)$$

在速率方程 (3-3) – (3-6) 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； C_{qp} 为电子碰撞跃迁速率系数； $S_{\text{He}^+}(p)$ 与 $S_{\text{He}^{2+}}(p)$ 分别为粒子 p 电子碰撞电离至 He^+ 与 He^{2+} 离子的速率系数； $\beta_{\text{He}^+}(p)$ 、 $\beta_{\text{He}^{2+}}(\text{He}^+)$ 以及 $\beta_{\text{He}^+,d}(1)$ 分别为 He^+ 离子辐射复合速率系数、 He^{2+} 离子复合至 He^+ 过程的速率系数以及 He^+ 离子的偶电子复合至基态速率系数。

3.1.4 原子反应速率系数

1) 电子碰撞激发/退激发过程

对于氦原子的基态、亚稳态以及普通激发态其电子碰撞激发速率系数，本文采用 Y. Ralchenko 等人^[10,11] 经过对多种数据来源的整理并进行拟合的结果。

为了表示方便，使用振子强度 (collision strength) $\Omega(E/\Delta E)$ 来对碰撞截面进行解析表达，其中， E 与 ΔE 分别为碰撞能量与跃迁能量。振子强度与碰撞截面 $\sigma(E, \Delta E)$ 之间的关系为：

$$\sigma(E, \Delta E) = \pi a_0^2 \frac{\text{Ry}}{g_i E} \Omega\left(\frac{E}{\Delta E}\right) \quad (3-7)$$

其中, $\pi a_0^2 = 0.8797 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, g_i 为起始能级的统计权重因子, 里德堡能量 $\text{Ry} = 13.6057 \text{ eV}$ 。对于不同的跃迁类别, 使用不同的方程对振子强度 $\Omega(x)$ ($x = E/\Delta E$) 做了拟合, 将从起始 (i) 到结束 (f) 能级的跃迁 $n_i^{2S_i+1}L_i \rightarrow n_f^{2S_f+1}L_f$ 分为三组:

(a) 偶极跃迁 (dipole-allowed) 过程 ($\Delta S = 0, \Delta L = \pm 1$)

$$\Omega(x) = \left(A_1 \ln(x) + A_2 + \frac{A_3}{x} + \frac{A_4}{x^2} + \frac{A_5}{x^3} \right) \left(\frac{x+1}{x+A_6} \right) \quad (3-8)$$

(b) 偶极禁戒 (dipole-forbidden) 跃迁过程 ($\Delta S = 0, \Delta L \neq \pm 1$)

$$\Omega(x) = \left(A_1 + \frac{A_2}{x} + \frac{A_3}{x^2} + \frac{A_4}{x^3} \right) \left(\frac{x^2}{x^2 + A_5} \right) \quad (3-9)$$

(c) 自旋禁戒 (spin-forbidden) 跃迁过程 ($\Delta S \neq 0$)

$$\Omega(x) = \left(A_1 + \frac{A_2}{x} + \frac{A_3}{x^2} + \frac{A_4}{x^3} \right) \left(\frac{1}{x^2 + A_5} \right) \quad (3-10)$$

其中, A_k 为拟合参数, 在文献 [10,11] 中以列表的形式给出。这些拟合方程仅适用于起始与结束激发态的主量子数小于等于 4 ($n_i, n_f \leq 4$) 的跃迁。

对于 $n_i \leq 3, n_f \geq 5$ 的跃迁, 其碰撞截面使用下面的定标关系:

$$\sigma(n_i^{2S_i+1}L_i - n_f^{2S_f+1}L_f, E) = \left(\frac{4}{n_f} \right)^3 \sigma(n_i^{2S_i+1}L_i - 4^{2S_f+1}L_f, \frac{E}{\epsilon}) \quad (3-11)$$

其中, $\epsilon = \Delta E_{if}/\Delta E_{i4}$ 为跃迁能量之比。当跃迁能级的主量子数差别 $\Delta n = n_f - n_i$ 不大时, 定标因子 $(4/n_f)^3$ 需要用比值 $(f_{n_i l_i; n_f l_f}/f_{n_i l_i; 4 l_f})$ 进行替代, 其中 $f_{n_i l_i; n_f l_f}$ 表示跃迁 $n_i l_i \rightarrow n_f l_f$ 的振子强度。

对于 $n_i \geq 4, n_f \geq 5$ 的跃迁, 将角动量进行简并, 跃迁的碰撞截面使用下面的半经验公式:

$$\sigma(n_i - n_f) = 3.52 \times 10^{-16} \left(\frac{\text{Ry}}{\Delta E_{n_i n_f}} \right)^2 f_{n_i n_f} F(x) (\text{cm}^2) \quad (3-12)$$

其中

$$F(x) = \frac{1}{x} [1 - \exp(-\xi(x+1)) \ln(x+0.2)], \quad (3-13)$$

$$x = \frac{E}{\Delta E_{n_i n_f}}, \xi = \frac{1}{2} \left(f_{n_i n_f} \frac{\text{Ry}}{\Delta E_{n_i n_f}} \right)^{-0.7} \quad (3-14)$$

并且 $\Delta E_{n_i n_f}$ 与 $f_{n_i n_f}$ 分别为 $n_i \rightarrow n_f$ 跃迁过程的跃迁能量与振子强度, 而振子强度 $f_{n_i n_f}$ 由文献 [50] 给出。

对于电子碰撞退激发过程 ($f \rightarrow i$) 的速率系数 C_{fi} , 由精细平衡原理^[75] 给出^[76]:

$$C_{fi} = \left(\frac{g_i}{g_j} \right) \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) C_{ij} \quad (3-15)$$

其中, kT 为电子温度。

根据式 (3-7), 碰撞激发的速率系数可以写为^[76]:

$$C_{ij} = 2\pi^{1/2} a_0 \hbar m_e^{-1} \left(\frac{\text{Ry}}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} \quad (3-16)$$

其中, $2\pi^{1/2} a_0 \hbar m_e^{-1} = 1.1716 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 而 Υ_{ij} 为热平均的碰撞振子强度^[77]:

$$\Upsilon_{ij} = \int_0^\infty \Omega_{ij} \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right) d\left(\frac{E_f}{kT}\right) \quad (3-17)$$

其中, E_f 为碰撞后的电子能量。

在计算麦克斯韦电子温度分布的热平均振子强度值时, 本文使用 20 阶的高斯—拉盖尔积分 (Gauss-Laguerre quadrature)^[78,79]:

$$\int_a^{+\infty} |x-a|^\alpha \exp(-b(x-a)) f(x) dx \quad (3-18)$$

进行数值计算。

2) 电子碰撞电离过程

对于 $n \leq 4$ 的氦原子激发态, 其电子碰撞单电离碰撞截面可以由下面的形式进行拟合^[10,11]:

$$\sigma_{\text{ion}}(n^{2S+1}L) = \frac{10^{-13}}{IE} \left[A_1 \ln \frac{E}{I} + \sum_{i=2}^6 A_i \left(i - \frac{I}{E} \right)^{i-1} \right] (\text{cm}^2) \quad (3-19)$$

其中, I 为能级的电离能、 E 为碰撞能量、 A_i 为拟合系数。基态氦原子的电子碰撞双电离截面也可以由此公式给出。

对于 $n \geq 5$ 的激发态, 如果激发态能级的主量子数 n 不太高, 对于非简并能级 $n^{2S+1}L$ 的碰撞截面可以使用以下的定标关系:

$$\sigma_{\text{ion}}(n^{2S+1}L; E) = \varepsilon^2 \sigma_{\text{ion}}(4^{2S+1}L; E/\varepsilon) \quad (3-20)$$

其中, $\varepsilon = I_{4LS}/I_{nLS}$, 而 I_{nLS} 为 $n^{2S+1}L$ 能级的电离能。

3) 离子复合过程

氦离子 (He^+ 和 He^{2+}) 的辐射复合速率系数由以下拟合公式给出^[80]:

$$\beta_r(T) = a \left[\sqrt{T/T_0} \left(1 + \sqrt{T/T_0} \right)^{1-b} \left(1 + \sqrt{T/T_1} \right)^{1+b} \right]^{-1} \quad (3-21)$$

表 3.7 本文使用的电子碰撞速率系数不确定性范围

跃迁类型	不确定性
基态 \rightarrow 自旋单重态	$\pm 10\%$
基态 \rightarrow 自旋三重态	$\pm 15\%$
亚稳态 \rightarrow 所有激发态	$\pm 20\%$
$n \leq 4$ 激发态 $\rightarrow \text{He}^+$	$\pm 15\%$
基态 $\rightarrow \text{He}^{2+}$	$\pm 11\%$
氦离子辐射复合	$\pm 10\%$
He^+ 偶电子复合	$\pm 10\%$
其他过程	$\pm 50\%$

其中, a 、 b 、 T_0 与 T_1 为拟合系数, 而 T 为电子温度。

氦离子 He^+ 的偶电子复合速率系数由以下拟合公式给出^[81-83]:

$$\beta_d(T) = AT^{-3/2} \exp\left(\frac{-T_0}{T}\right) \left[1 + B \exp\left(-\frac{T_1}{T}\right)\right] \quad (3-22)$$

其中, A 、 B 、 T_0 与 T_1 为拟合系数。

4) 自发辐射跃迁

激发态原子的自发辐射跃迁速率系数 (爱因斯坦系数) 可以以非常高的精度给出^[51]。

综合考虑, 氦的电子碰撞速率系数精度估计总结在表 3.7 中。

3.1.5 准稳态近似

等离子体中影响激发态数密度的各物理过程弛豫时间常数分为两类^[84], 第一类为内在 (intrinsic) 时间常数, 只与原子结构本身有关。主要包括亚稳态辐射弛豫时间 $\tau_{\text{meta-rad}}$, 普通激发态辐射弛豫时间 $\tau_{\text{ord-rad}}$ 与辐射或俄歇自发电离时间 $\tau_{\text{rad-ion}}$ 等。他们之间的典型关系:

$$\tau_{\text{rad-ion}} \sim 10^{-13} \text{ s} \ll \tau_{\text{ord-rad}} \sim \frac{10^{-8}}{z^4} \text{ s} \ll \tau_{\text{meta-rad}} \sim \frac{10^1}{z^8} \text{ s} \quad (3-23)$$

其中, z 为电荷数。

第二类为外在 (extrinsic) 时间常数, 受到等离子体条件, 尤其是 N_e 与 T_e 的影响。主要包括粒子之间的热平衡弛豫时间 (电子—电子 τ_{e-e} 、离子—离子 τ_{i-i} 、电子—离子 τ_{i-e}) 和电荷变化过程时间常数 (如电离与复合过程 $\tau_{\text{ion}} \sim \tau_{\text{rec}}$) 等。

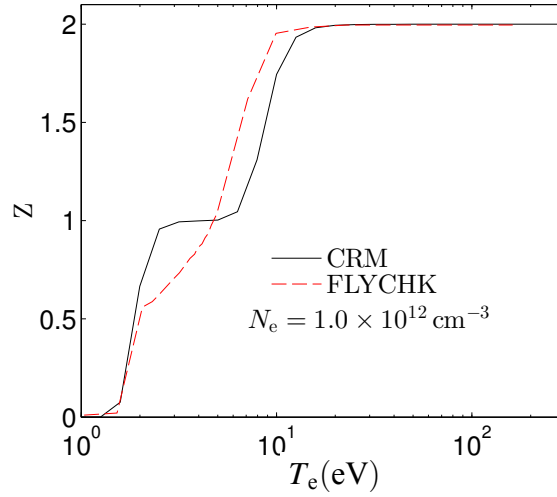


图 3.6 氦等离子体稳态时平均电荷数与电子温度 T_e 的关系。实线为本文碰撞辐射模型计算结果，虚线为 FLYCHK 的计算结果。

在 SUNIST 等离子体参数下他们之间的典型关系如下：

$$\tau_{e-e} \sim 4 \mu s \ll \tau_{i-i} \sim 20 \mu s \ll \tau_{ion} \sim 1.4 - 140 \mu s \ll \tau_{i-e} \sim 2 \text{ ms} \quad (3-24)$$

我们将这些时间常数与一个等离子体时间参数 τ_{plasma} —— 等离子体在空间尺度上扩散、输运等过程的时间常数——进行对比，一般来讲

$$\tau_{\text{ord-rad}} \ll \tau_{e-e,i-i} \ll \tau_{ion} \ll \tau_{\text{plasma}} \quad (3-25)$$

其中， τ_{ion} 大于 $\tau_{e-e,i-i}$ 意味着电子与离子分别为麦克斯韦分布。 τ_{ion} 小于 τ_{plasma} 说明在局域等离子体的碰撞辐射模型计算中可以不考虑等离子体参数在空间变化或粒子输运的影响，即准稳态近似。

式 (3-3) – (3-6) 描述了氦原子各能级以及氦离子的粒子数密度随时间的变化。准稳态近似条件下可以计算系统达到稳态时的结果。本文稳态情况下的碰撞模型只适合 SUNIST 放电平顶段的等离子体，即可以用来进行托卡马克物理研究的放电阶段。

3.1.6 等效电荷数计算结果与 FLYCHK 的对比

做为对比，图 3.6 给出了在电子密度 $N_e = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 条件下，当达到稳态时，本文碰撞辐射模型与 FLYCHK^[85] 代码计算的平均电荷数随 T_e 的变化曲线。由图可知，当 $T_e > 10 \text{ eV}$ 时，本论文模型与 FLYCHK 的计算结果可以吻合，等离子体中的氦原子已经几乎达到完全电离的状态。两模型的计算结果在 $T_e = 2 \text{ eV} - 10 \text{ eV}$ 范围内有最大约 30% 的误差，这主要是因为两者使用的电子碰撞截面不同造成的。当 T_e 在跃迁能量附近时，碰撞反应截面具有比较复杂的行为，无论理论计算还是

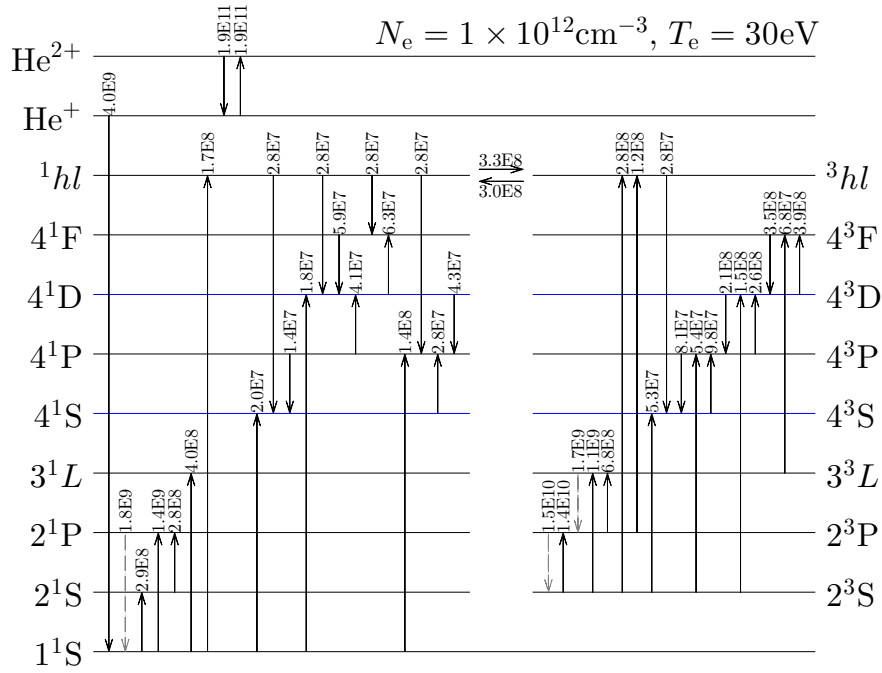


图 3.7 根据碰撞辐射模型结果，各能级的主要产生（占比大于该能级总产生速率的 10%）过程。其中，虚线箭头为辐射跃迁过程，实线箭头为碰撞跃迁过程。

实验测量都难以获得满意的结果^[10]。本论文模型计算结果在 $T_e = 2.5 \text{ eV} - 6 \text{ eV}$ 的阶梯是此时所使用的碰撞截面拟合公式的精度较差造成的。

3.2 碰撞辐射模型研究

3.2.1 各激发态能级的主要产生过程

通过对各能级的产生与损失过程研究 SUNIST 参数下的氦放电等离子体原子反应特点。如图 3.7 所示为超过各能级总产生速率 10% 的粒子流示意图。因为 SUNIST 主要使用 $n = 4$ 能级的原子谱线进行诊断， $n = 4$ 各能级的粒子产生流单独画出。而将 $n = 3$ 和 $n \geq 5$ 的能级分别合并为 3^1L 、 3^3L 与 $1hl$ 、 $3hl$ 能级。

在 $N_e = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 30 \text{ eV}$ 条件下， 4^1S 与 4^1D 能级的主要产生粒子流来自基态激发、自旋单态高能级 $1hl$ 退激发以及来自 $n = 4$ 的相邻能级的粒子重分配 (redistribution)。对于 4^1S 与 4^1D 能级，亚稳态 2^3S 则取代基态能级，成为主要产生过程的来源之一。另外可以看出，对于普通激发态能级，电子碰撞电离与复合过程的产生粒子流不会超过总产生速率流量的 10%。

基态能级粒子主要来自 He^+ 的复合过程（超过 80%），另外 2^1P 能级的共振线辐射也贡献了约 20% 的粒子产生流，基态离子的损失则主要由电子碰撞激发至更高能级粒子贡献。而亚稳态 2^3S 的一部分来自基态的自旋变化激发过程，一部分来自其它自旋三重态能级的退激发过程产生。而高激发态能级 ($n \geq 5$) 粒子则

在氦离子与 $n \leq 4$ 激发态之间起到了桥梁作用。由第 3.1.6 节，氦等离子体的电离率很高， He^+ 与 He^{2+} 离子之间的电离与复合过程占了最主要的反应过程部分。其他温度和密度条件下的情况与此类似（附录 A），只是在更高电子密度情况下，基态的电子碰撞激发至 2^3S 过程显得更为明显。

3.2.2 速率系数不确定性到激发态粒子数密度的误差传递函数

碰撞辐射模型中使用的速率系数任何不确定性的存在，都会传递给模型对能级数密度的计算。模型中包含着众多能级粒子与复杂的反应过程，并且相互耦合。现在缺乏直接有效的手段对速率系数不确定性的影响进行估计。通常的做法是，对某反应过程的速率系数进行相应扰动，重新计算碰撞辐射模型的速率方程，以观察扰动后的计算结果相对原来的变化^[33]。

普通激发态（如 SUNIST 使用的 $n = 4$ 能级）具有可以用来进行谱线诊断的谱线辐射，碰撞辐射模型对这些能级的计算精度是我们所主要关注的。因此，在速率系数不确定性函数的推导过程中，我们主要关注这些激发态能级的数密度。为了简化问题，在所有的感兴趣能级产生过程中，考虑同时只有其中某一个过程 $j \rightarrow p$ 的速率系数 C_{jp} 具有不确定性^[33]，研究其对感兴趣能级粒子数密度 N_p 引起的相对误差。

对能级主要产生过程的分析我们可以得到，对于普通激发态能级，无论是电子碰撞复合产生过程，还是电离过程的数密度损失速率，都不足以超过其产生或损失总粒子数速率。所以，对于准稳态情况下的等离子体， p 能级离子的总产生速率与总损失速率相等，则：

$$N_e \sum_{i \neq p} C_{ip} N_i = N_e N_p \sum_{i \neq p} C_{pi} + N_p \sum_{i < p} A_{pi} \quad (3-26)$$

其中 i 表示与 p 能级发生电子碰撞激发、退激发或自发辐射过程的能级。 C_{ip} 、 C_{pi} 与 A_{pi} 分别为 p 能级的电子碰撞产生，损失与自发辐射速率系数。而电子密度、 i 能级与 p 能级的粒子数密度分别记为 N_e 、 N_i 与 N_p 。

从式 (3-26) 可以解出 N_p ：

$$N_p = \frac{N_e \sum_{i \neq p} C_{ip} N_i}{N_e \sum_{i \neq p} C_{pi} + \sum_{i < p} A_{pi}} \quad (3-27)$$

这里，对于速率系数不确定性引起的 N_p 相对误差，我们计入最大估计值^[58]：

$$s_{N_p} = \frac{dN_p}{N_p} = s \left(N_e \sum_{i \neq p} C_{ip} N_i \right) + s \left(N_e \sum_{i \neq p} C_{pi} + \sum_{i < p} A_{pi} \right) \quad (3-28)$$

对于 $n = 4$ 普通激发态，自发辐射能级产生或损失过程的速率小于总产生或损失速率的 10%。同时，自发辐射速率系数可以精确得到^[51]。在式 (3-28) 右侧第二项中，忽略自发辐射过程的影响，则

$$\begin{aligned} s_{N_p} &= s \left(N_e \sum_{i \neq p} C_{ip} N_i \right) + s \left(N_e \sum_{i \neq p} C_{pi} \right) \\ &\simeq \frac{dF_{p,\text{in}}}{F_{p,\text{in}}} + \frac{dF_{p,\text{out}}}{F_{p,\text{out}}} \end{aligned} \quad (3-29)$$

其中 $F_{p,\text{in}} = N_e \sum C_{ip} N_i$ 与 $F_{p,\text{out}} = N_e N_p \sum C_{pi}$ 分别为 p 能级的电子碰撞产生与损失总速率。根据精细平衡^[75] 原则，认为电子碰撞激发与退激发具有相同的相对误差是合理的。则 N_p 的相对误差可以写为：

$$s_{N_p} \simeq 2 \left(\frac{dF_{p,\text{in}}}{F_{p,\text{in}}} \right) \simeq 2 \left(\frac{dF_{p,\text{out}}}{F_{p,\text{out}}} \right) \quad (3-30)$$

为了简化，此时仅考虑 $j \rightarrow p$ 过程的速率系数具有为 $s(C_{jp}) = dC_{jp}/C_{jp}$ 的不确定性^[33]，则 p 能级的总产生速率相对误差为：

$$\begin{aligned} dF_{p,\text{in}} = df_{jp} &= d(N_e N_j C_{jp}) \\ &= N_e C_{jp} N_j \frac{dC_{jp}}{C_{jp}} + N_e C_{jp} N_j \frac{dN_j}{N_j} \\ &= f_{jp} s(C_{jp}) + f_{jp} s(N_j) \end{aligned} \quad (3-31)$$

其中 $j \rightarrow p$ 过程的粒子反应速率记为 f_{jp} 。根据式 (3-30)， $s(N_j)$ 可以重写为

$$s(N_j) \simeq 2 \left(\frac{dF_{j,\text{out}}}{F_{j,\text{out}}} \right) \quad (3-32)$$

碰撞辐射模型的反应速率方程处于准稳态，则 p 能级的粒子数总产生速率与总损失速率相等，所以

$$F_{j,\text{out}} = F_{j,\text{in}} \quad (3-33)$$

当速率系数的不确定性引起粒子数速率变化时，则有

$$dF_{j,\text{out}} \simeq df_{jp} \quad (3-34)$$

那么式 (3-32) 即可以写为：

$$s(N_j) \simeq 2 \left(\frac{df_{jp}}{F_{j,\text{in}}} \right) \quad (3-35)$$

将式 (3-35) 代入式 (3-31)，可以得到：

$$df_{jp} = f_{jp} s(C_{jp}) + 2f_{jp} \left(\frac{df_{jp}}{F_{j,\text{in}}} \right) \quad (3-36)$$

则 df_{jp} 可以简化为:

$$df_{jp} = \left(1 - \frac{2}{F_{j,\text{in}}}\right)^{-1} f_{jp} s(C_{jp}) \quad (3-37)$$

根据式 (3-30)、(3-31) 与 (3-37), 我们可以得到速率系数不确定性 $s(C_{jp})$ 引起 p 激发态能级粒子数 N_p 的相对误差 s_{N_p} 为

$$s_{N_p} = E_{jp} s(C_{jp}) = 2 \left(1 - \frac{2}{F_{j,\text{in}}}\right)^{-1} \frac{f_{jp}}{F_{p,\text{in}}} s(C_{jp}) \quad (3-38)$$

其中

$$E_{jp} = 2 \left(1 - \frac{2}{F_{j,\text{in}}}\right)^{-1} \frac{f_{jp}}{F_{p,\text{in}}} \approx 2 \frac{f_{jp}}{F_{p,\text{in}}} \quad (3-39)$$

为速率系数不确定性传递函数 (the uncertainty propagation coefficient)。 $F_{j,\text{in}}$ 、 f_{jp} 与 $F_{p,\text{in}}$ 可以从碰撞辐射模型的计算结果直接计算获得。在式 (3-39) 中假设

$$F_{j,\text{in}} \gg 2 \quad (3-40)$$

总是成立。

然而, 式 (3-38) 仅可用来计算与 p 能级直接相关的反应过程速率系数不确定性的传递。具 SUNIST 参数的氦放电等离子体的电离度 ~ 1 。其离子数含量非常高, 则 He^+ 到基态能级 1^1S 的速率系数不确定性会通过基态的二级反应过程 (secondary stepwise process) 对感兴趣能级的粒子数产生影响。而 He^+ 与 He^{2+} 之间的电离与复合过程速率系数则会通过三级反应过程, 以及其他可以对基态能级粒子数总产生或消失速率产生影响的反应过程都会对 p 能级粒子数产生影响。

对于二级反应过程, N_1 的粒子数密度会发生变化, 而基态到 p 的速率系数 C_{1p} 不变。所以:

$$df_{1p} = N_e C_{1p} dN_1 \approx N_e C_{1p} N_1 \frac{dN_1}{N_1} = f_{1p} s(N_1) \quad (3-41)$$

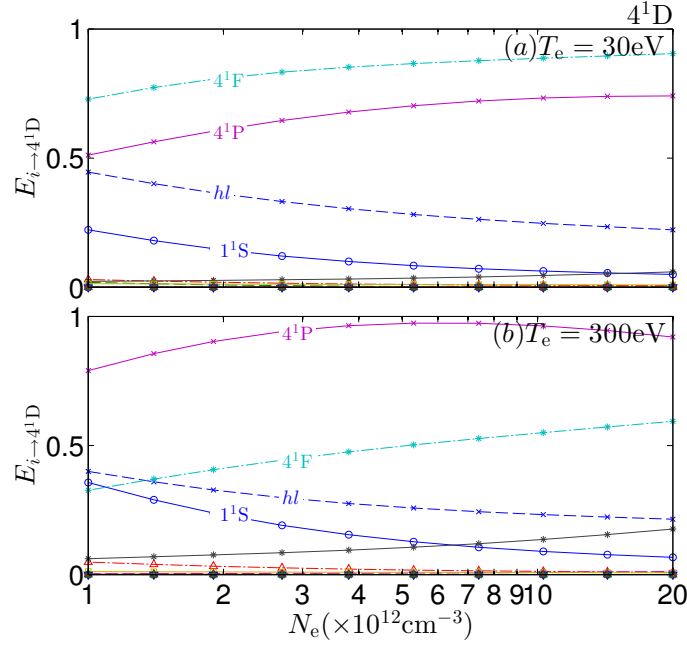
联立式 (3-30)、(3-31)、(3-38) 与 (3-41), 可以得到:

$$\begin{aligned} s_{N_p} &= 2 \frac{f_{1p}}{F_{p,\text{in}}} s(N_1) = 2 \frac{f_{1p}}{F_{p,\text{in}}} E_{j1} s(C_{j1}) \\ &= E_{j1p} s(C_{j1}) \end{aligned} \quad (3-42)$$

其中 E_{j1} 与式 (3-39) 具有相同的形式。

与上面二级反应过程相同的推导, $s(C_{\text{He}^{2+}\text{He}^+})$ 与 $s(C_{\text{He}^+\text{He}^{2+}})$ 到 s_{N_p} 的传递可以分别写为:

$$s_{N_p} = 2^2 \cdot \frac{f_{1p}}{F_{p,\text{in}}} \cdot \frac{f_{\text{He}^+1}}{F_{1,\text{in}}} \cdot E_{\text{He}^{2+}\text{He}^+} s(C_{\text{He}^{2+}\text{He}^+})$$


 图 3.8 氦原子 4^1D 能级产生过程的速率系数不确定性传递函数

$$= E_{\text{He}^{2+}\text{He}^{+}1p} s(C_{\text{He}^{2+}\text{He}^{+}}) \quad (3-43)$$

与

$$\begin{aligned} s_{N_p} &= 2^3 \cdot \frac{f_{1p}}{F_{p,\text{in}}} \cdot \frac{f_{\text{He}^{+}1}}{F_{1,\text{in}}} \cdot \frac{f_{\text{He}^{2+}\text{He}^{+}}}{F_{\text{He}^{+},\text{in}}} \cdot E_{\text{He}^{+}\text{He}^{2+}} s(C_{\text{He}^{+}\text{He}^{2+}}) \\ &= E_{\text{He}^{+}\text{He}^{2+}\text{He}^{+}1p} s(C_{\text{He}^{+}\text{He}^{2+}}) \end{aligned} \quad (3-44)$$

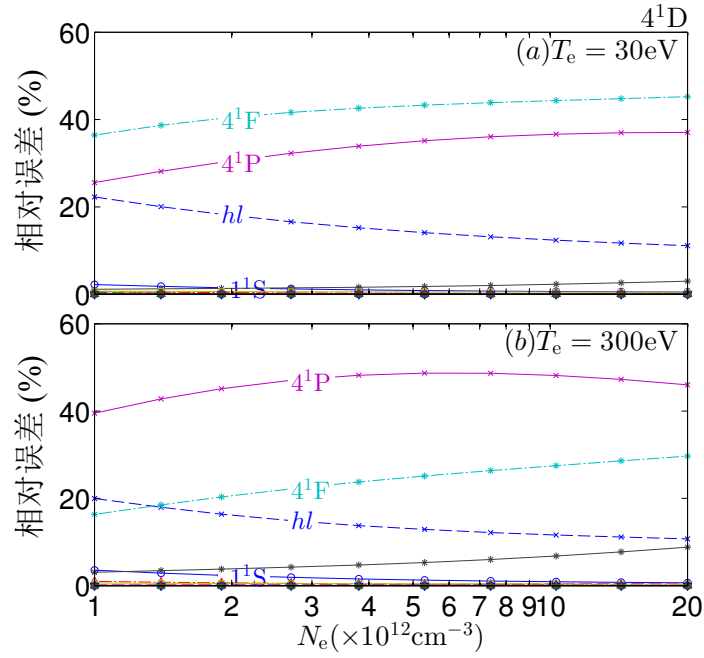
最后，我们可以将速率系数不确定性通过 $i \rightarrow j \rightarrow \cdots \rightarrow q \rightarrow p$ 多级反应过程传递给 s_{N_p} 的不确定性传递函数写为：

$$E_{ij \cdots qp} = E_{qp} E_{q \cdots j} E_j E_{i \rightarrow j} \quad (3-45)$$

附录 B 给出本工作使用的碰撞辐射模型中，多种反应速率系数的不确定性传递函数的计算结果。

速率系数不确定性传递函数表示的意义为：当只有反应过程 $j \rightarrow p$ 的速率系数存在不确定性时其相对误差 $s(C_{jp})$ 与由此引起的碰撞辐射模型对 p 能级数密度计算的相对误差 s_{N_p} 之比。某一反应过程占感兴趣能级总粒子产生速率的比重越大，其速率系数不确定性的影响越明显。而在准稳态条件下，其逆过程的粒子反应速率会有同等量级的变化，在误差传递函数中则以两倍的系数体现逆过程的影响。据此，可以对速率系数的准确度提出具体要求。可见，碰撞辐射模型对第 3.2.1 节我们得到的激发态主要产生过程的速率系数精度具有较高的要求。

以 4^1D 能级为例，其产生过程的速率系数不确定性传递函数在不同 T_e 条件下

图 3.9 氦原子 4^1D 能级产生过程的不确定性传递结果

随电子密度的变化结果在图 3.8 中画出。在 $T_e = 30 \text{ eV}$ 时，来自相同主量子数的相邻能级（ 4^1F 和 4^1P ）跃迁产生速率系数不确定性的传递函数随着电子密度的增大而增长。 4^1F 能级的跃迁速率系数不确定性传递函数甚至会达到 1，这意味着 $4^1\text{F} \rightarrow 4^1\text{D}$ 过程速率系数的不确定性会以相同的量级体现在 4^1D 粒子数密度的计算结果上。高能级 hl 与基态能级的不确定性传递函数分别低于 0.5 和 0.2，并且随着电子密度的增大而减弱。当电子温度较高时， 4^1D 各产生过程的速率系数不确定性传递函数具有与电子温度较低时相同的趋势。不过来自 4^1F 能级过程的速率系数不确定性传递函数降低到了 0.5 左右，而来自 4^1P 过程的速率系数不确定性传递函数则增长到了 1 左右。

如图 3.9 所示，以表 3.7 所列各过程的速率系数不确定性为原始数据，分别计算了这些速率系数的不确定性所引起的碰撞辐射模型对 4^1D 能级数密度的计算相对误差。由于基态激发速率系数的精度较高，其激发过程的速率系数误差影响可以忽略。而高能级 hl 的速率系数总影响在低于 20% 的范围内，考虑到这是 $n \geq 5$ 的众多能级的总贡献，当只有来自 $n \geq 5$ 单一能级的反应过程速率系数具有不确定性时，或这些能级的不确定性均具有不确定性，但不同过程存在正负误差时，高能级产生过程的速率系数不确定性影响可以相互抵消。

在温度较低时，来自相邻能级 4^1P 和 4^1F 的产生过程速率系数均会带来约 40% 的相对误差；当温度较高时， 4^1P 起始过程带来的影响会增加到 40% 以上， 4^1F 的影响会降低，但仍保持在 20% 上下的范围。这说明碰撞辐射模型对相同主量子数能级粒子之间的数密度重新分配过程的速率系数要求很高。但由于实验和

理论上的限制, 这些速率系数的不确定性精度受到限制^[70,86], 要提高碰撞辐射模型的计算精度, 在速率系数的实验、理论上仍需进一步积累^[31]。

由于碰撞辐射模型中多种粒子复杂的反应过程相互耦合, 目前尚无手段对反应速率系数不确定性到激发态粒子数密度计算误差的传递进行简洁而有效的计算。前面提到, Andrew^[33] 等人采用扰动法, 将某反应速率系数进行扰动后, 重新对碰撞辐射模型进行计算, 以获得对速率系数所做的扰动带来的影响。这种对每个速率系数进行扰动并在不同的 N_e 和 T_e 组合条件下重新解反应速率方程的过程繁复耗时, 且不直观, 物理意义不明确。我们引入的不确定性传递函数可以直观的体现感兴趣过程的速率系数不确定性到粒子数密度计算结果的影响, 且物理意义明确。有助于快速定位对碰撞辐射模型计算产生主要影响的反应过程, 并对此做出相应的分析和处理。

另外, 通过附录 B 给出的结果, 还可以分析如 He^+ 复合至基态能级 1^1S 的速率系数不确定性通过两次反应过程对如 $n = 4$ 的普通激发态能级数密度产生影响的不确定性传递函数, 甚至是通过三级或多级反应过程的不确定性传递函数。

3.2.3 模型包含的能级数选择对计算的影响

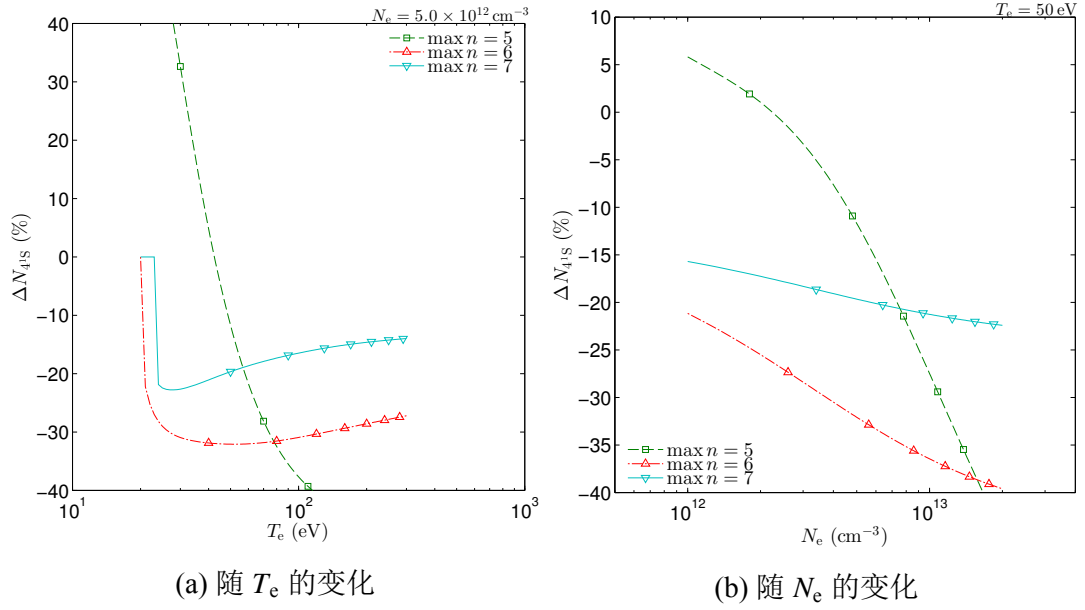
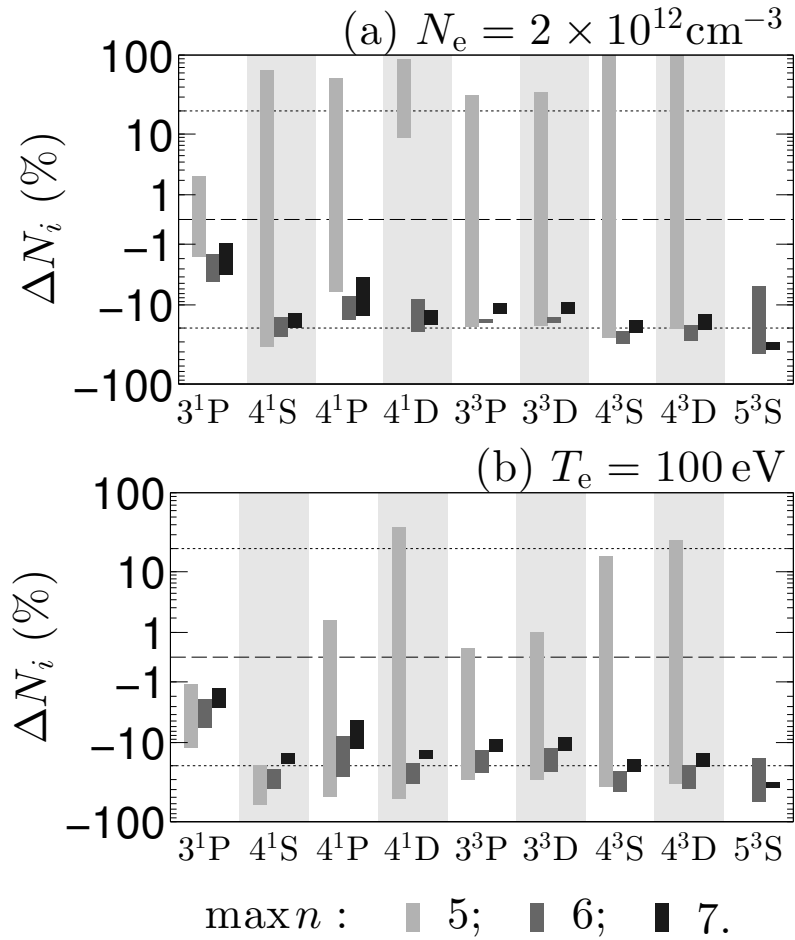
碰撞辐射模型中包含的能级与反应过程的多少对感兴趣能级粒子数密度的计算会产生影响, 我们知道, 由于反应过程速率系数不确定性的存在, 模型包含更多数目的能级和反应过程并不能如以前人们所预期的那样可以得到更高精度的粒子数密度计算结果。本节主要研究包含到最高能级主量子数 $\max n$ 至什么程度即可以满足对计算精度的要求。

由于氦原子 $n \leq 4$ 能级的电子碰撞电离与它们之间的跃迁截面数据具有较高的精度, 对于 SUNIST 参数下的氦等离子体, 我们分别计算在碰撞辐射模型最高包含至 $\max n = 5, 6, 7 \dots$ 时能级粒子数密度的计算结果与最高包含至 $\max n - 1$ 时计算结果的相对误差:

$$\Delta N_i^{\max n} = 100\% \times \frac{N_i^{\max n} - N_i^{\max n-1}}{N_i^{\max n-1}} \quad (3-46)$$

其中, $N_i^{\max n}$ 与 $N_i^{\max n-1}$ 分别为碰撞辐射模型包含最高至主量子数为 $\max n$ 和 $\max n - 1$ 时的 i 能级粒子数密度计算结果。

以 4^1S 能级为例, 图 3.10 所示为该能级在碰撞辐射模型最高包含至不同 $\max n$ 时, 计算结果的相对误差随电子温度或电子密度的变化。由图 3.10(a) 可见, 随着 T_e 的升高, $\Delta N_{4^1\text{S}}^{\max n=5}$ 自 +40% 急剧下降到 -40%, 虽然在 $T_e \sim 40 \text{ eV}$ 附近, 对于 $\max n = 5$ 的碰撞辐射模型计算相对误差接近零, 但总体来讲 $\max n = 5$ 的碰撞辐


 图 3.10 包含至不同最高主量子数能级时, 氦原子 4¹S 能级数密度计算的相对误差。

 图 3.11 包含至不同最高主量子数能级时, $n \leq 4$ 能级的相对计算误差范围。

射模型计算结果是不可接受的。 $\Delta N_{4^1S}^{\max n=5}$ 随 N_e 增长的变化规律类似 (图 3.10(b)), 当 N_e 自 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 至 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 变化时, $\Delta N_{4^1S}^{\max n=5}$ 从 +8% 降低至 -40%。当 $\max n$ 分别取 6 和 7 时, $\Delta N_{4^1S}^{\max n=6}$ 和 $\Delta N_{4^1S}^{\max n=7}$ 具有相同的变化趋势: 随 T_e 的升高, 计算误差短暂急剧上升之后, 趋于平缓并有所下降 (图 3.10(a)); 随着 N_e 的增长, 计算误差增加 (图 3.10(b))。不过, $\Delta N_{4^1S}^{\max n=6}$ 具有较大的误差数值, 而 $\Delta N_{4^1S}^{\max n=7}$ 在 20% 的相对误差范围内。

由图 3.10 可以计算在特定的 T_e 或 N_e 参数下, 各能级的计算误差 $\Delta_i^{\max n}$ 随另外一个参数变化时的总体范围。SUNIST 氦原子发射光谱实验 (第 5.1 节) 所测量的氦原子谱线上能级计算结果如图 3.11 所示。以此, 我们可以得出在适用的等离子体参数范围内, 碰撞辐射模型中最高包含至主量子数能级达什么程度时, 其计算结果是可以接受的。当最高包含至 $\max n = 5$ 时, 计算结果的相对误差范围较大, 甚至可达 100% 的范围, 这是不可接受的; 当最高包含至 $\max n = 6$ 时, 计算误差范围开始缩小, 但是对于用来进行谱线比诊断的 $n = 4$ 能级粒子数的计算相对误差还是会超过 20%; 当 $\max n = 7$ 时, 除 5^3S 能级外的各能级粒子数计算结果的相对误差可以控制在 20% 以内。根据第 3.2.2 节的分析, 当 $n = 4$ 能级与相邻能级之间电子碰撞跃迁速率系数存在不确定性时, 其引起的能级粒子数密度相对计算误差即可达 40%, 由此, 可以认为碰撞辐射模型中包含至最高主量子数为 $\max n = 7$ 的能级时, 计算结果已经可以接受。

图 3.11 还显示, 当包含至更高能级时, 粒子数的计算相对误差为负值。这是因为对 $n \geq 8$ 能级的舍弃切断了较低能级碰撞激发和电离的路径^[25], 则碰撞辐射模型的计算中, 包含至更高主量子数能级的能级数密度计算结果具有更低的值。另外, 在碰撞辐射模型取不同的 $\max n$ 时, 各能级的数密度计算值具有强相关性。

3.2.4 对谱线比计算结果影响的估计

本文主要是利用碰撞辐射模型对氦原子谱线的相对强度进行等离子体 T_e 和 N_e 的诊断, 通过下面的推导可以对碰撞辐射模型激发态数密度计算的不确定度对谱线强度比引起的影响进行估计。模型计算的来自 $q \rightarrow p$ 与 $j \rightarrow i$ 跃迁的两谱线强度比为:

$$r^{\text{mod}} = \frac{A_{q \rightarrow p} n_q}{A_{j \rightarrow i} n_j}, \quad (3-47)$$

其中，爱因斯坦系数 $A_{q \rightarrow p}$ 与 $A_{j \rightarrow i}$ 的精度可以保证。则谱线比误差的主要来自模型对高能级数密度 n_q 与 n_j 的计算，可以写为^[60]：

$$\delta_r^{\text{mod}} = \pm r^{\text{mod}} \times \sqrt{\left(\frac{\delta_{n_q}}{n_q}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{n_j}}{n_j}\right)^2 - 2\gamma_{qj} \frac{\delta_{n_q} \delta_{n_j}}{n_q n_j}}, \quad (3-48)$$

其中， γ_{qj} 代表 q 与 j 能级数密度的相关系数。假设 $\delta_{n_q}/n_q \approx \delta_{n_j}/n_j = \delta_n/n$ ，则式 (3-48) 可以简化为：

$$r^{\text{mod}} \approx \pm r^{\text{mod}} \times \sqrt{2\left(\frac{\delta_n}{n}\right)^2 (1 - \gamma_{qj})}, \quad (3-49)$$

从式 (3-49) 可以看出，对于激发态数密度具有高相关性的两条谱线，即 $\gamma_{qj} \sim 1$ 时，碰撞辐射模型计算的能级数密度误差可以抵消。

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模型计算误差。单重态能级谱线强度与三重态能级谱线强度分别主要对 T_e 和 N_e 敏感，这可以解释图 5.5 中显示的单重态与三重态能级数密度的碰撞辐射模型计算结果随 T_e 和 N_e 参数呈现出的集体变化趋势。由图 3.11 可见，对于 $n = 4$ 激发态各能级数密度的计算之间具有强的相关性，且相对计算误差小于 20%，所以本文碰撞辐射模型的谱线比计算结果应远小于 20%。

3.3 谱线比法的建立

3.3.1 谱线强度比的选择

一般地，在氦原子发射光谱诊断实验中，人们选择来自 $n = 3$ 激发态能级的三条谱线——667.8 nm ($3^1\text{D} - 2^1\text{P}$)、706.5 nm ($3^3\text{S} - 2^3\text{P}$) 和 728.1 nm ($3^1\text{S} - 2^1\text{P}$)——的强度比进行 T_e 和 N_e 的诊断。但是，对于较高电子密度 ($N_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 的等离子体，706.5 nm ($3^3\text{S} - 2^3\text{P}$) 谱线辐射在等离子体中会被强烈再吸收^[9,32]。此时，氦等离子体实际的谱线测量结果与碰撞辐射模型也存在着明显的差别^[15,71,87]。

SUNIST 等离子体对 501.6 nm ($3^1\text{P} - 2^1\text{S}$)、396.5 nm ($4^1\text{P} - 2^1\text{S}$) 与 388.9 nm ($3^3\text{P} - 2^3\text{S}$) 具有明显的再吸收作用（第 5.2 节），则这三条谱线也不适合用来进行谱线的辐射诊断。而谱线 412.1 nm ($5^3\text{S} - 2^3\text{P}$) 来自 $n = 5$ 壳层，其强度相对 $n = 3$ 和 $n = 4$ 壳层的谱线要弱。所以，本文在 504.8 nm ($4^1\text{S} - 2^1\text{P}$)、492.2 nm ($4^1\text{D} - 2^1\text{P}$)、587.6 nm ($3^3\text{D} - 2^3\text{P}$)、471.3 nm ($4^3\text{S} - 2^3\text{P}$) 和 447.1 nm ($4^3\text{D} - 2^3\text{P}$) 五条谱线中挑取分别来自不同自旋系统的三条谱线，建立同时进行 T_e 和 N_e 诊断的谱线比法。

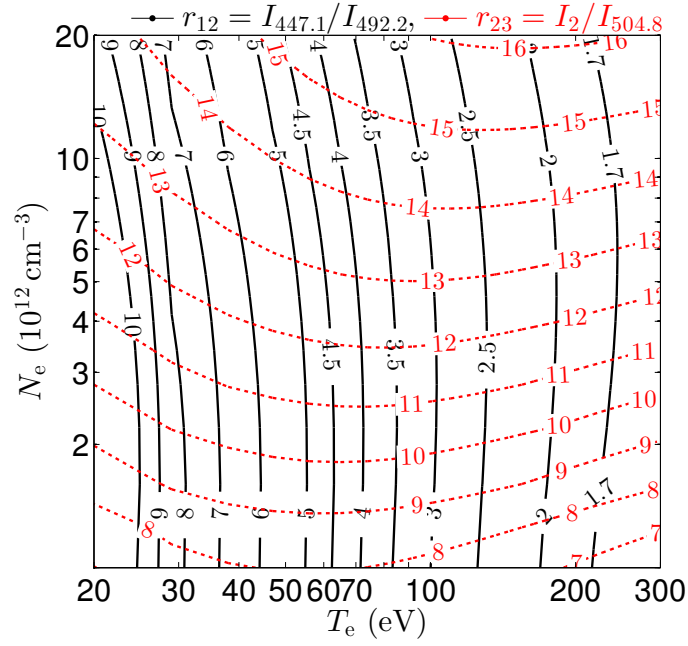
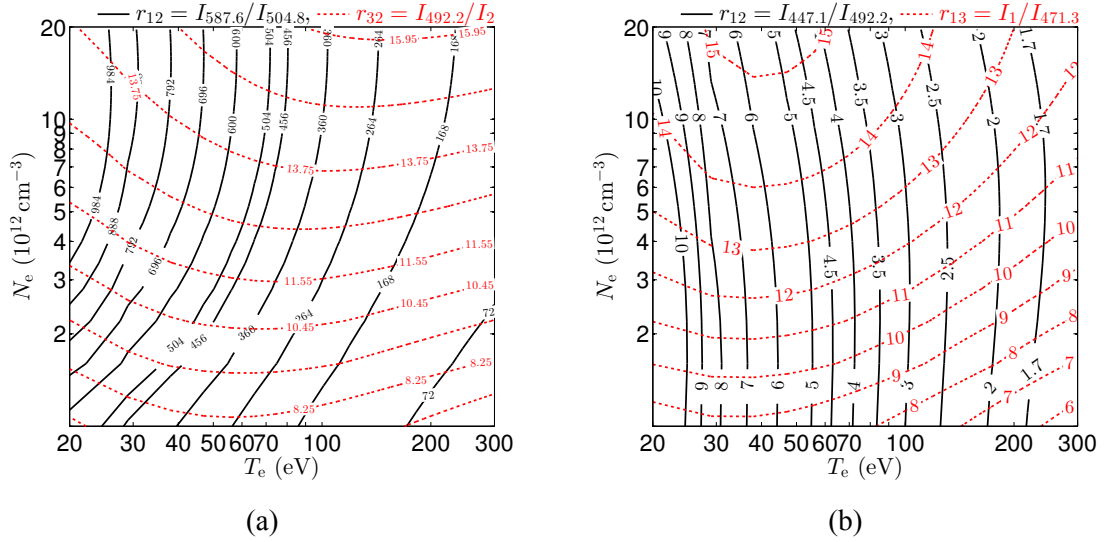

 图 3.12 SUNIST 上使用的来自 $n = 4$ 激发态能级的三条谱线的谱线比


图 3.13 SUNIST 上可用来做谱线比诊断的其他谱线比备选方案计算结果

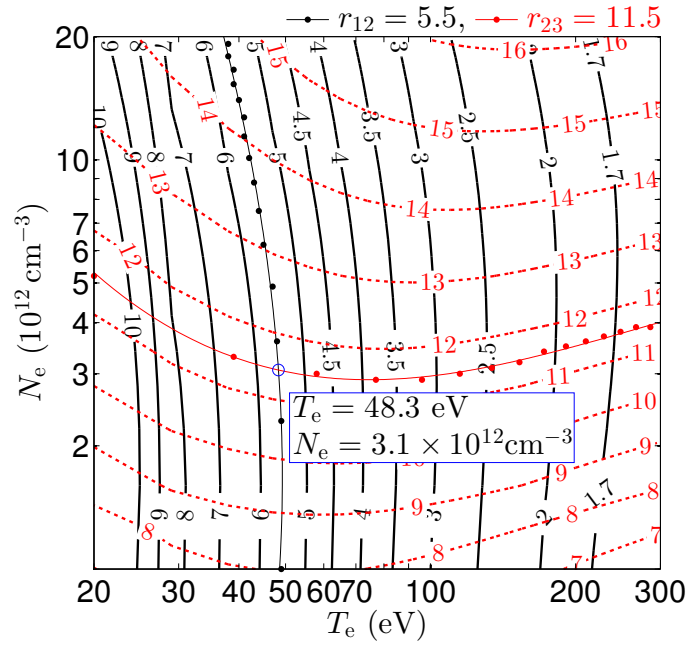

 图 3.14 谱线比法确定 T_e 和 N_e 参数

图 3.12 与图 3.13 分别显示本文所使用的谱线比计算结果与可以用来进行谱线比诊断的备选谱线比方案。其中，图 3.13(a) 所显示的谱线比中， T_e 敏感谱线比 $r_{12} = I_{587.6}/I_{504.8}$ 在 $N_e < 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时，显示出与 N_e 较强的函数关系。同时，此谱线比分别来自 $n = 3$ 和 $n = 4$ 的两激发态能级粒子，其强度差距悬殊，不利于谱线比法的应用。图 3.13(b) 的备选方案中， N_e 敏感谱线比 $r_{13} = I_{447.1}/I_{471.3}$ 在低温高密度 ($T_e < 100 \text{ eV}$, $N_e > 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) 区，对电子温度的诊断会出现重复取值的问题。而图 3.12 显示的谱线比方案，谱线强度之间的比值范围合适，且电子温度和密度敏感的谱线比也显示出了优越的独立于另外一个参数的性质。

3.3.2 谱线比法确定等离子体参数

以图 3.12 中所示的谱线比计算结果为基础，图 3.14 中以谱线比测量结果为 $r_{12} = 5.5$, $r_{23} = 11.5$ 时为例，显示了同时确定 T_e 和 N_e 的方法与过程。

1) 寻点

在 T_e 、 N_e 二维空间上的 $r_{12}(T_e, N_e)$ 与 $r_{23}(T_e, N_e)$ 计算值内，分别寻找 $r_{12} = 5.5$ 和 $r_{23} = 11.5$ 的 (T_e, N_e) 点，如图 3.14 所示。

2) 拟合

对于 T_e 敏感谱线比，将寻找到的一系列 (T_e, N_e) 寻点取值结果用下面的多项式进行拟合：

$$T_e = \sum_{i=0}^3 C_i N_e^i \quad (3-50)$$

得到 C_i 系数。

对于 N_e 敏感谱线比, 则将 (T_e, N_e) 取值系里用下面的多项式拟合:

$$N_e = \sum_{j=0}^3 C_j T_e^j \quad (3-51)$$

得到 C_j 系数。多项式曲线拟合结果在图 3.14 中给出。

3) 求交点

联立方程 (3-50) 与 (3-51), 求出其交点。则可以同时得到此交点的 T_e 和 N_e 值。如图 3.14 所示, 当 $r_{12} = 5.5$ 和 $r_{23} = 11.5$ 时, 等离子体的电子温度和电子密度参数分别为 48.3 eV 和 $3.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。

3.4 小结

用谱线比法获得等离子体 T_e 和 N_e 参数的诊断是以碰撞辐射模型在特定的电子温度和密度条件下对激发态数密度 (即谱线强度) 的预测为基础的。本章首先针对 SUNIST 等离子体条件建立了相应的氦原子碰撞辐射模型; 结合对 SUNIST 上可利用的氦原子谱线的分析, 选取了三条适合实际实验测量使用的谱线, 并给出其谱线比的计算结果; 最后给出了用谱线比法获取等离子体 T_e 和 N_e 参数的详细方法和过程。

其中, 碰撞辐射模型对激发态数密度的计算精度为谱线比诊断的重点。本章基于各激发态能级主要产生过程的分析, 推导出具有明确物理意义的速率系数不确定性传递函数, 不仅可以对模型中使用的速率系数精度要求给出直接的依据, 而且在模型的计算中可以对激发态数密度的计算结果进行直接估算。随着能级的升高, 模型使用的反应过程速率系数精度也相应变差, 导致模型中包含更多数目的能级和反应过程并不能如预期那样获得更高精度的结果。本章针对 SUNIST 等离子体参数范围, 通过比较分析, 给出结论: 当模型最高包含至 $\max n = 7$ 壳层的激发态能级时, 即给出可以接受的结果。

第4章 SUNIST 上光谱诊断系统和放电重复性的改善

本章介绍 SUNIST 上发射光谱诊断测量的两个必要前提：原子发射光谱测量系统和 SUNIST 放电重复性的改善。SUNIST 实验中采用基于重复放电对氦等离子体的原子谱线进行测量，改善 SUNIST 放电的重复性不但可以获得具有重复宏观参数的等离子体放电，如气体原子激发、电离与复合等微观过程的重复性也得到了保证。

SUNIST装置简介

4.1 SUNIST 上原子发射光谱诊断系统

4.1.1 SUNIST 上光谱测量安排

实验使用的发射光谱测量系统如图 4.1 所示。两条光纤通过石英玻璃窗口，在同一位置朝向相同方向收集 SUNIST 氦气放电等离子体发出的可见光，将收集到的可见光送至两台 JY 1000M-SII 单色仪 Mono A 和 Mono B 的入口狭缝。经单色仪分光后，光线从单色仪的出口狭缝射出并被光电倍增管转换为电流信号。电流信号被转换为电压信号并放大，最终被数据采集器模数转换后存入 SUNIST 装置的 MDSplus^[88-90] 数据库系统。单色仪光栅的旋转由用户通过计算机控制。数据采集器的采样触发信号则由等离子体控制系统提供。

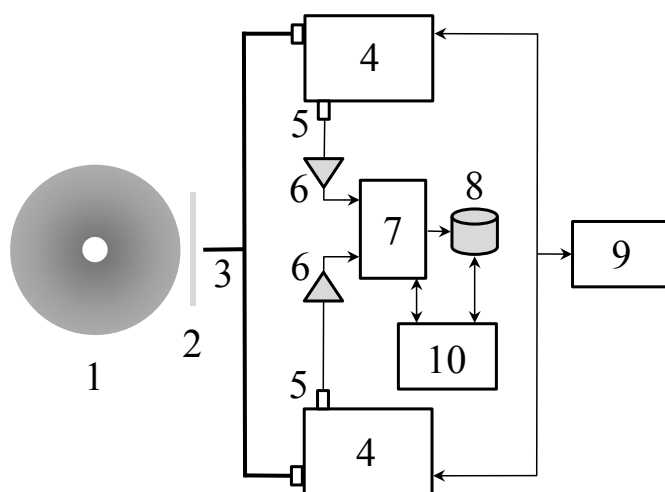
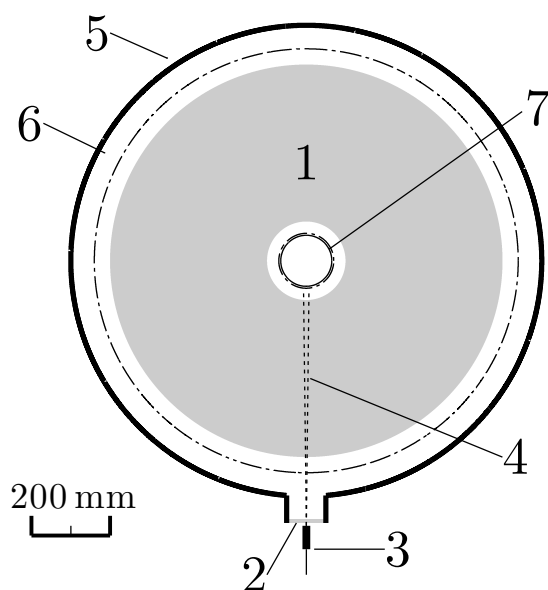


图 4.1 SUNIST 实验光谱测量设备示意图。 1: 氦气放电等离子体赤道面；2: 石英窗口；3: 光纤；4: 单色仪；5: 光电倍增管；6: 信号放大器；7: 数据采集器；8: 数据库服务器；9: 控制计算机；10: 托卡马克与等离子体控制系统。粗实线表示光纤连接，细实线表示电信号或数据连接。



之所以在单色仪出口使用光电倍增管作为光探测器件，是为了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。虽然光电倍增管为单点探测器，但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。

4.1.2 SUNIST 上使用的单色仪

表 4.1 JY 1000M-SII 单色仪的参数

焦距 F_{mono} (mm)	色散 D_{mono} (nm/mm)	分辨率 R_{mono} (nm)
1000	0.4	0.004
波长范围 (nm)	光栅与中心波长 $\lambda_{\text{c,mono}}$	入、出口狭缝 W_{ent} 、 W_{ex} (μm)
250 – 750	2400 g/mm @ 400 nm	0 – 2000

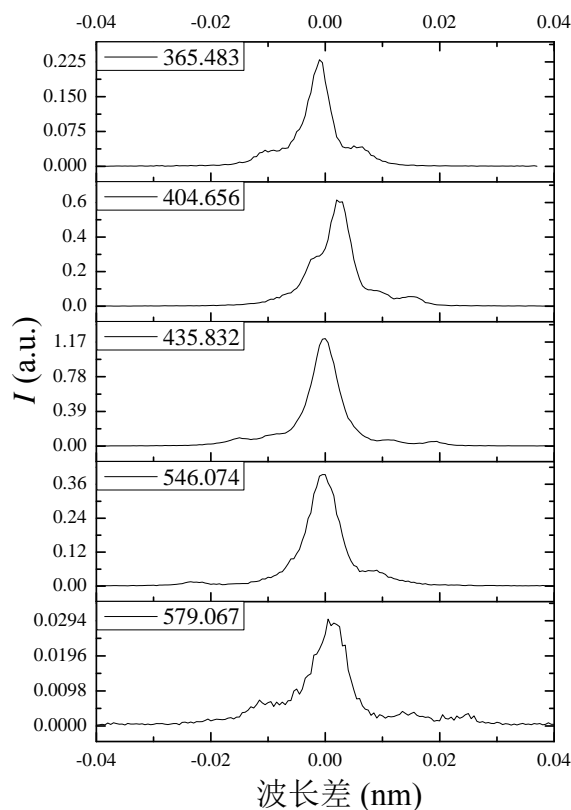
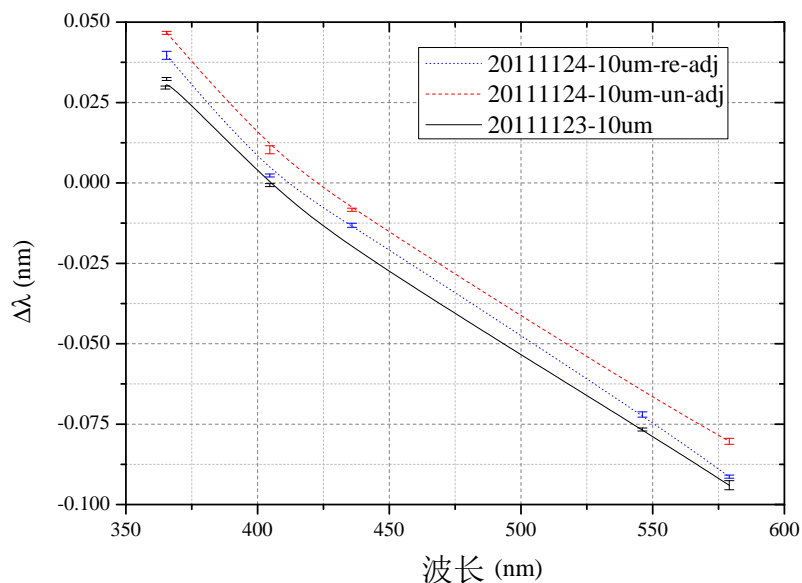


图 4.3 标定中汞灯的谱线线形

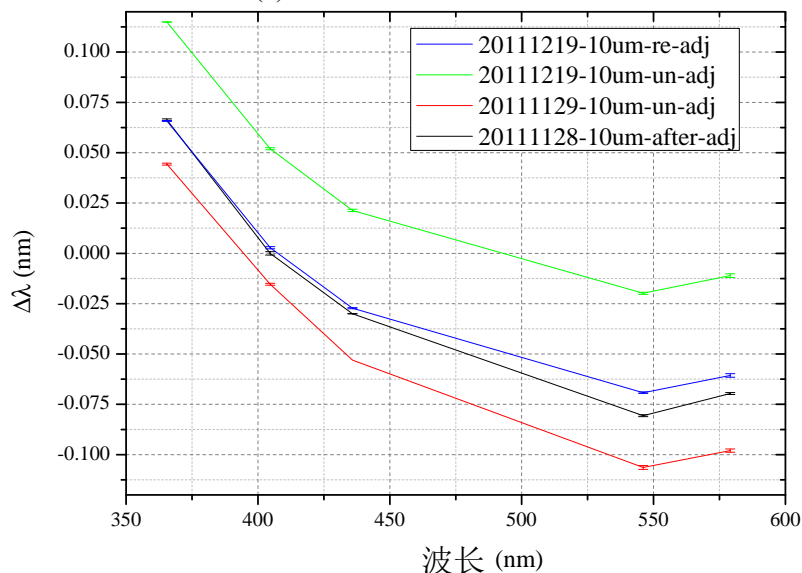
4.1.2.1 标定中使用的汞灯谱线

图 4.3 所示为单色仪标定过程中使用的汞灯谱线^[92]线形，其中：

- 汞灯窗口使用了普通光学玻璃，导致 253.652 nm 与 313.155 nm 的汞线强度弱。
- 汞的激发态能级具有精细结构，每条线均存在谱线分裂叠加的不规则形状，这对单色仪进行仪器线形（instrumental profile）或谱线分辨率的标定不利。
- 实际托卡马克光谱测量中使用了较宽的入口和出口狭缝，此时的仪器线形展宽远大于汞灯谱线宽度，汞灯谱线精细结构的影响可以忽略。实际操作中，将测量到的汞灯谱线宽度作为仪器展宽。
- 365.016 nm 与 365.483 nm 谱线波长接近，标定过程中只取 365.483 nm 线。



(a) A 单色仪波长准确度



(b) B 单色仪波长准确度

图 4.4 A 单色仪与 B 单色仪校准前后的波长准确度

- 365.016 nm 与 546.074 nm 线线形较干净，当入口和出口狭缝宽度较窄时可以用来标定仪器线形。

4.1.2.2 单色仪波长准确度和分辨率标定结果

单色仪使用光栅的闪耀波长为 400 nm，汞灯 404.656 nm 线恰好适合用来进行单色仪的波长校准。厂家给出的波长准确度数据为 ± 0.05 nm。图 4.4 所示为可见光波段两单色仪在不同波长位置的波长准确度标定结果。标定过程中发现，单色仪的入口和出口狭缝宽度对波长准确度的影响可以忽略。

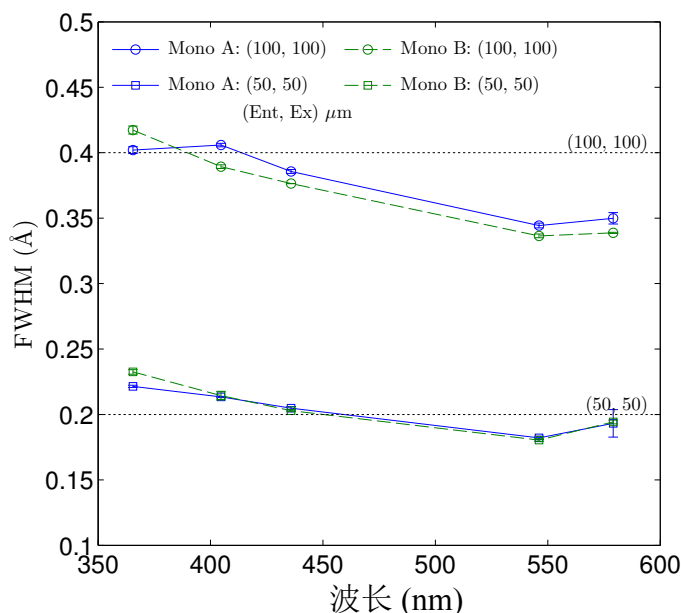
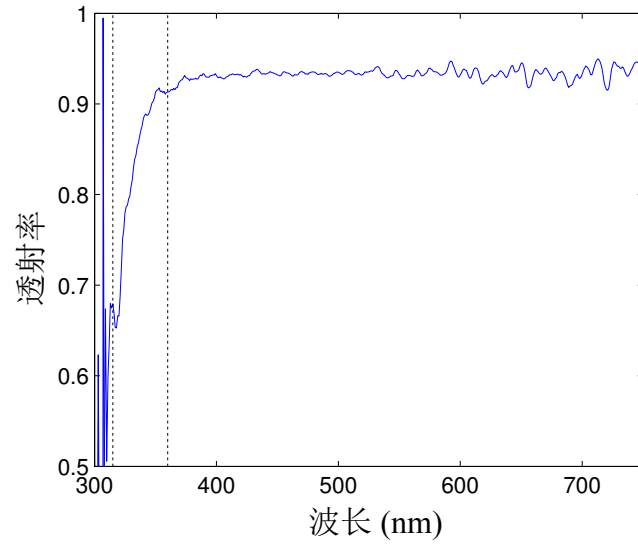


图 4.5 A 单色仪与 B 单色仪在实验测量条件下测得的分辨率，两条水平虚线所示为只考虑狭缝宽度时的单色仪分辨率。括号里面的数值 (Ent, Ex) 分别为入口狭缝和出口狭缝的宽度，单位为 μm 。

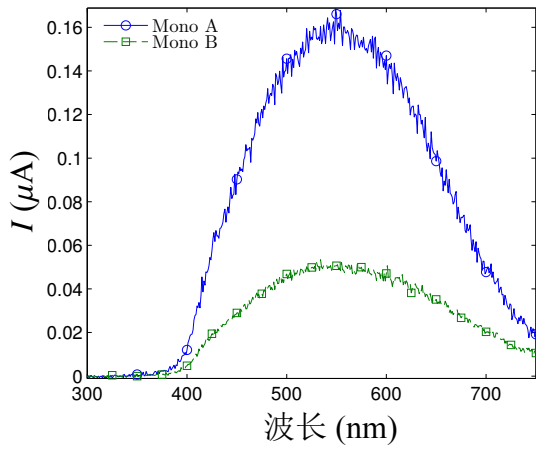
图 4.4(a) 所示为 A 单色仪波长准确度在波长重新校准前后以及波长准确度在前后连续两天的稳定性测量结果。可以看出单色仪的波长准确度比厂家给出的指标略差，但处于可接受的范围内。A 单色仪的波长准确度随波长的增加线性递减，波长重新校准前后，波长误差曲线只是简单平移，说明 A 单色仪在其测量范围内的波长准确度线性较好。其波长误差范围为 $+0.05 \text{ nm} \sim -0.10 \text{ nm}$ 。随着环境温度或湿度的影响，单色仪光路会发生微弱的相对位移，这会影响单色仪的波长准确度，经过长时间的观察测量，A 单色仪波长准确度的稳定性为 $\pm 0.08 \text{ nm}$ 。

图 4.4(b) 所示为 B 单色仪波长准确度在重新校准前后以及波长准确度在相隔较长时间（约 20 天）时稳定性的测量结果。可以看出 B 单色仪的波长准确度范围为 $\pm 0.10 \text{ nm}$ ，比 A 单色仪稍差，且 B 波长线性也不够好。中心波长重新校准前后，波长误差校准量在不同汞线波长处不尽相同，波长越长，波长校准量越大一些。经过一段时间的观察测量，其波长准确度的稳定性为 $\pm 0.12 \text{ nm}$ 。

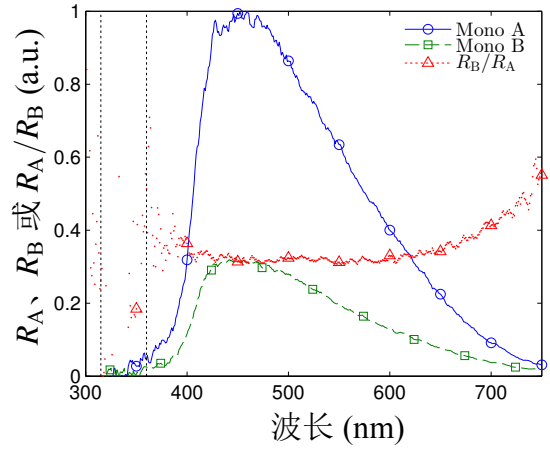
在实验中，两台单色仪的入口和出口狭缝宽度设为 $50 \mu\text{m}$ ，兼顾了测量的信噪比和光谱分辨率。图 4.5 所示为实验条件下两单色仪光谱分辨率的测量结果。此时单色仪狭缝带来的仪器线形的展宽已经远大于汞灯谱线的展宽，所以在实际标定时可以将图 4.3 中汞谱线的展宽忽略。



(a) 石英玻璃窗口透射率



(b) 测量的钨灯连续谱数据



(c) 相对响应标定结果

图 4.6 A 单色仪与 B 单色仪相对响应标定结果

4.1.2.3 单色仪相对相应标定结果

在实验测量中两台单色仪需要配合使用，同时测量不同的等离子体谱线辐射，并根据测量原子谱线的相对强度进行分析，所以对单色仪相对响应的整体标定不仅要进行同一单色仪对不同波长的相对响应，还要标定两个单色仪之间的相对响应。

自光辐射至最终信号采集的过程中影响光谱测量系统响应主要有：石英玻璃窗口透过率、仪器响应（包括光纤透射率、入口和出口狭缝、单色仪光路偏差、光栅反射率、光电倍增管响应等）、信号采样阻值、数据采集设备模数转换特性等。

在进行石英玻璃透射率和单色仪响应标定时使用的钨灯电流为 800 mA，此时钨灯发出温度为 2862 K 的连续光谱黑体辐射。

图 4.6(a) 所示为石英玻璃窗口透射率标定结果。在 360 nm – 750 nm 区间石英玻璃窗的透射率保持在 90% 以上且随波长均匀分布；在 315 nm – 360 nm 区间透射率从 68% – 90% 递增。氢原子谱线中只有一条 318.775 nm 线落在透射率变化的区间内。

图 4.6(b) 与图 4.6(c) 分布为标定 A 与 B 单色仪相对响应时测量的钨灯原始光谱与相对相应标定结果。需要注意的是：

1. 标定测量时，A 与 B 的光纤入口与钨灯的相对位置要相同。
2. A 与 B 单色仪光纤出口与狭缝的相对位置要与托卡马克实际光谱测量时保持相同。
3. 标定测量时，为光电倍增管所加的高压要与实际光谱测量时保持相同。
4. 每次仪器重新调试完毕后，需要对光谱响应再次进行标定。

造成 A 与 B 单色仪相对响应不同的因素很多，比如光纤透过率、光栅反射率、单色仪光路偏差等。但主要的原因应该为两单色仪使用的光电倍增管响应差异，以及单色仪入口处狭缝与光纤的耦合情况。所用钨灯在 315 nm – 350 nm 范围内的辐射很弱，此波长范围内无法获得有足够信噪比的原始数据，单色仪的相对响应标定数据也不可靠。则氢的 318.775 nm 线无法获得可信的单色仪相对响应数据，在进行相对强度分析时此谱线将不能使用。

4.1.3 光电倍增管输出信号的降噪与干扰消除

等离子体辐射的可见光经单色仪分光从出口狭缝射出，经光电倍增管转换检测为微弱电流信号，电流信号幅度与光强成正比。因为光电倍增管的时间响应快速，为了不损失信号的频率响应，在光电倍增管阳极处直接串联采样电阻将电流信号转化为电压信号，以减小电路杂散参数对信号带宽的影响。

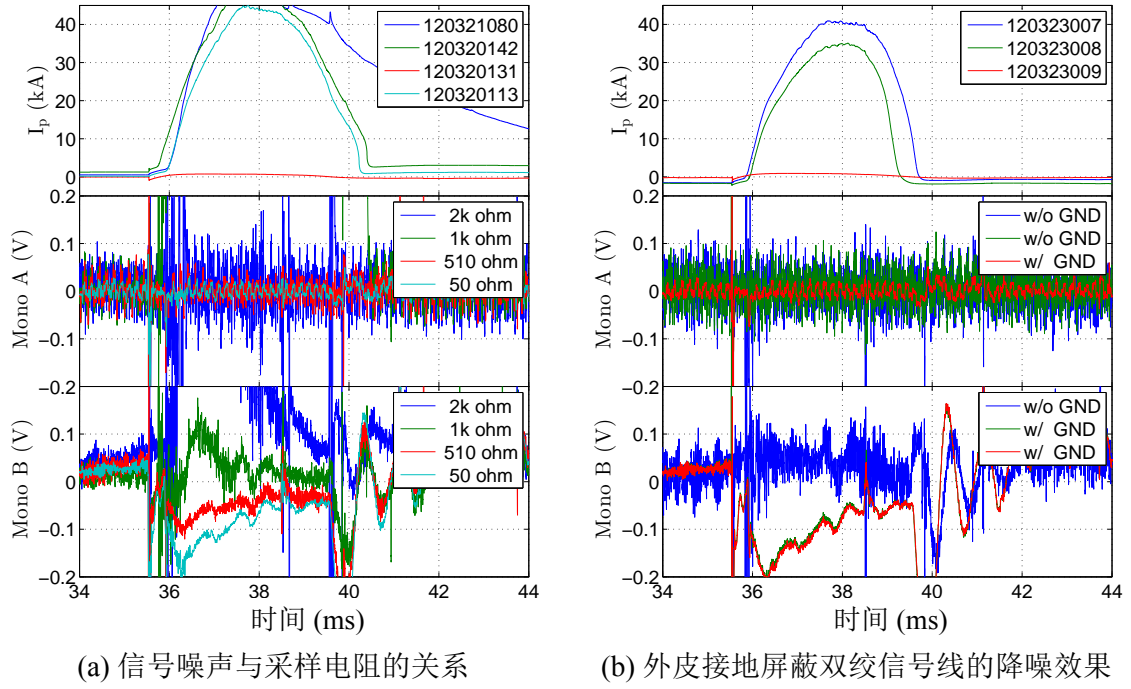


图 4.7 单色仪输出信号的噪声与噪声消除

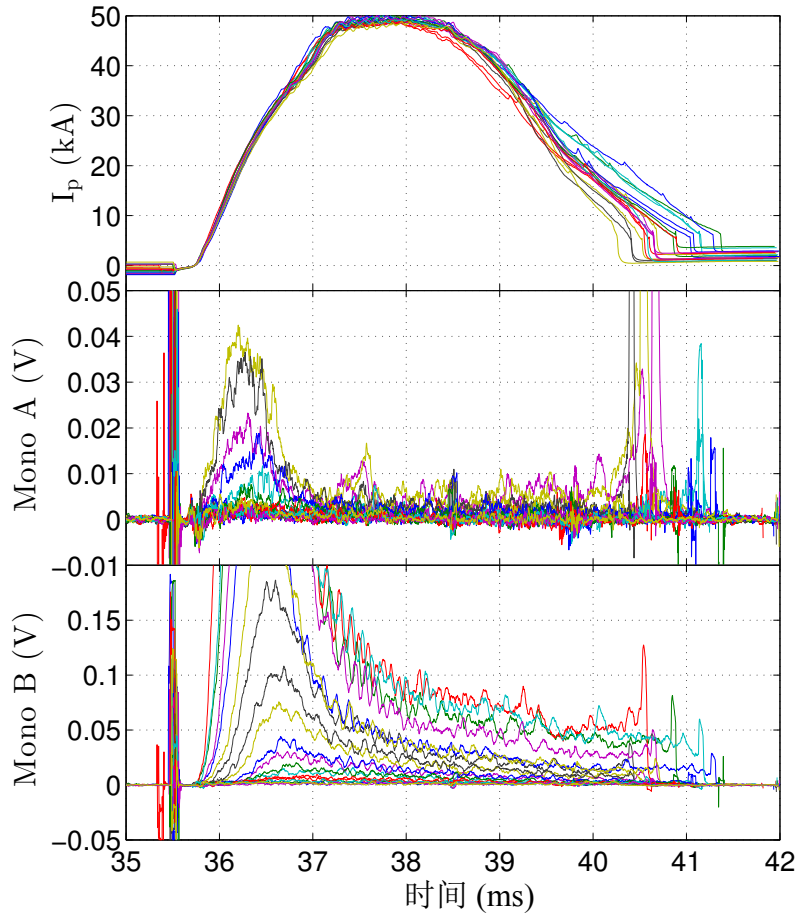


图 4.8 测量设备整体隔离供电消除基线干扰。A: 扫描 H(7-2) 线; B: 扫描 H_α 线。

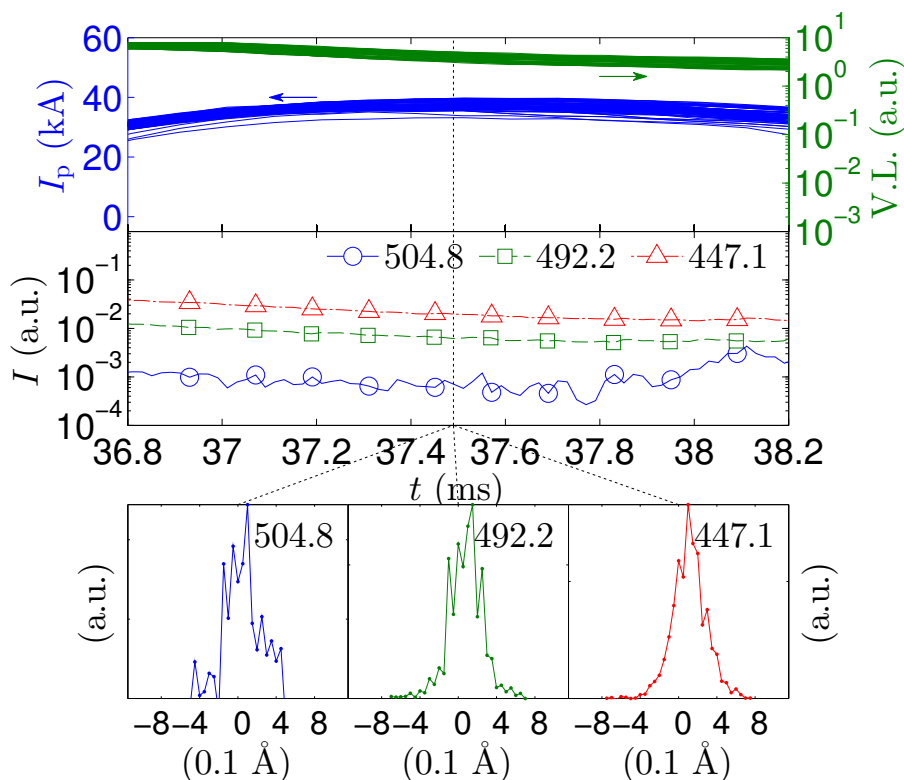


图 4.9 基于重复放电的 SUNIST 氩等离子体原子发射光谱测量。上图：光谱测量时所有放电的等离子体电流 I_p 和可见光信号 V.L.；中图：以 504.8 nm、492.2 nm 和 447.1 nm 线为例，谱线相对强度 I 随时间的变化；下图：37.49 ms 时刻，三条谱线的线形测量结果。

实际测量中发现采样电阻阻值越大，暗信号——即单色仪不进光时——的噪声越强，如图 4.7(a) 所示。采用具有屏蔽网的双绞线传输信号至采集器会明显降低信号的噪声水平，如图 4.7(b) 所示。同时，A 与 B 单色仪信号基线仍存在干扰，尤其 B 单色仪的基线受到放电时 SUNIST 托卡马克磁场线圈与供电电容器放电过程的影响，基线出现了非常剧烈的抖动。通过一一排除硬 X 射线、杂散电磁场、信号传输线以及数据采集器自身干扰后，发现此干扰这可能是由于放电末期，等离子体与真空室壁强烈相互作用，导致装置电势波动，单色仪供电电源受到影响，从而引起信号的波动干扰引起的。通过将包括控制计算机、单色仪等相关测量设备供电与市电隔离，并为光电倍增管制作独立的锂离子电池电源，此基线干扰可以很好的消除，同时 A 单色仪的信号基线也有明显改善，如图 4.8 所示。

4.1.4 SUNIST 氩放电等离子体的原子光谱测量

实验测量中使用了两台单色仪，但每次放电只能同时测量两条谱线线形上的一个数据点，所以实验中采用了多炮放电重复测量的方法，对表 3.6 中的谱线形状进行了时间分辨测量。图 4.9 显示了在放电平顶段，多炮重复放电测量中等离子体电流、可见光、氩原子谱线辐射强度以及在 37.49 ms 时刻三条谱线比法使用

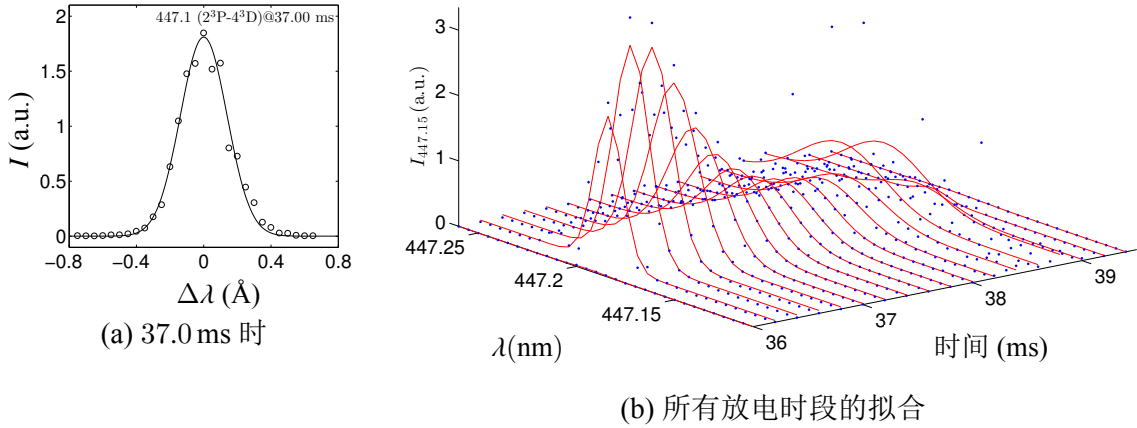


图 4.10 SUNIST 氦放电等离子体谱线高斯拟合（以 447.1 nm 线为例）

谱线的波形测量结果。谱线的相对强度是通过对氦原子的谱线线形进行高斯拟合拟合并积分得到的。

图 4.10 所示为 447.1 nm 谱线的线形测量与高斯拟合结果。对测量结果进行高斯拟合首先可以将等离子体连续辐射引起的光谱信号基线消除，其次可以获得谱线的形状和整体强度信息。由图 4.10(b) 可见，放电过程中谱线可以较好的得到拟合。在放电后期 38 ms – 39 ms 期间，谱线辐射强度减弱，其中一两个数据点测量的异常涨落会引起拟合结果的不确定性。

4.2 SUNIST 放电重复性的改善

虽然 SUNIST 已经开展了一些非感应式的电流启动和维持研究^[93,94]，现阶段欧姆放电仍然是进行物理研究时的主要运行模式。由于 SUNIST 的中心柱空间受到了极大限制，欧姆场提供的伏秒数仅能维持约 10 ms 的等离子体，能用于进行各项研究的等离子体电流平顶段则更短。所以，在 SUNIST 中一般进行基于重复放电的多次测量，以获得感兴趣测量物理量随某个维度的变化数据^[46,95,96]。能够影响 SUNIST 放电重复性的控制手段主要包括环向、垂直、欧姆磁场的电流及投入时间和进气脉冲的宽度与时序等。在实际运行过程中，三个磁场的电流和投入时间这些电学参数可以精确控制，其重复性可以保证。经充分地放电锻炼后，真空室壁条件处于稳定，放电时的杂质行为及粒子循环等过程^[97]趋于稳定。但是控制压电阀门进气的电源受到了工频干扰，其电压输出存在明显的纹波，这会影响压电阀门控制的进气流速。另外，放电过程中，SUNIST 真空室内的气压处于动态变化过程中，不易得到控制。实际运行中，我们观察到进气脉冲对 SUNIST 放电重复性具有明显影响^[95,98]。在其他装置上同样也观察到了进气对放电的影响，如

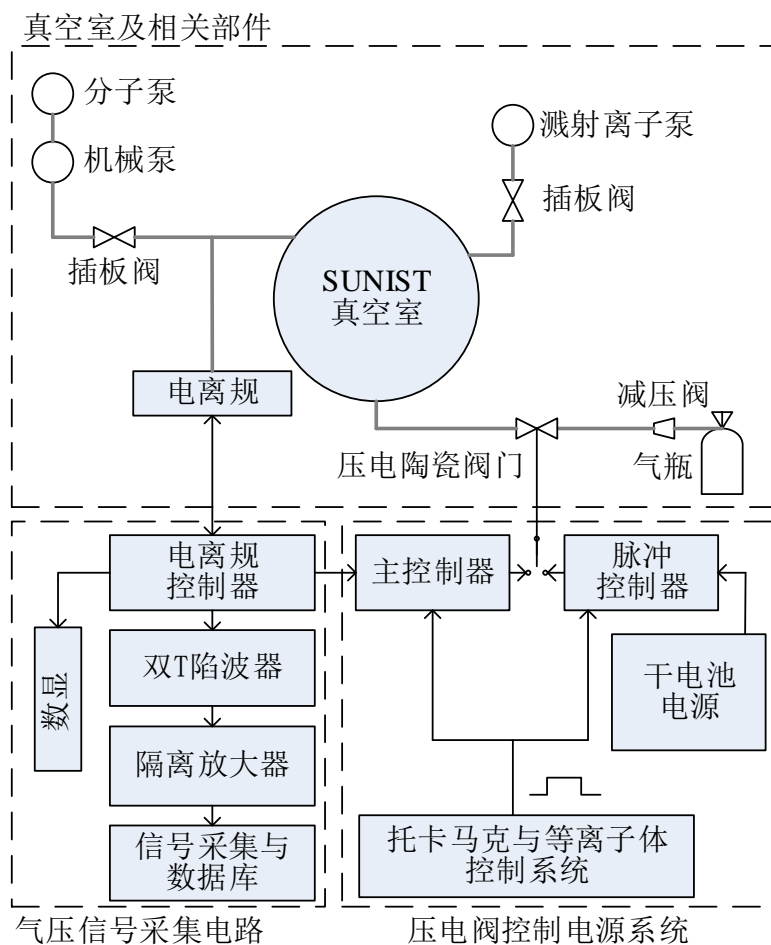


图 4.11 SUNIST 真空相关硬件系统示意图

在 MAST^[99] 与 NSTX^[100] 上进气位置可以影响低—高模约束模式的转换过程，在不同的气压下，气体击穿时对环向感应电场的要求也是不同的^[101,102]。所以，有必要改进 SUNIST 的进气脉冲控制，进行气压分布研究，改善放电的重复性。这样不但可以获得具有重复宏观参数——如等离子体电流等——的等离子体放电，而且如气体原子激发、电离与复合等微观过程的重复性也能得到保证，有助于后续光谱实验研究中实现基于重复放电的逐炮测量。

4.2.1 用于进气时序研究的真空相关硬件系统

为了实现稳定的进气流速和研究进气脉冲后真空室内的压强变化，本文为 SUNIST 设计安装了相应的信号采集电路并重新制作了压电陶瓷阀门控制电源。相关真空硬件系统包括真空室及相关部件、气压信号采集电路和压电阀控制电源三部分。图 4.11 为 SUNIST 用于进气时序研究的真空相关硬件系统示意图。

1) 真空室及相关部件

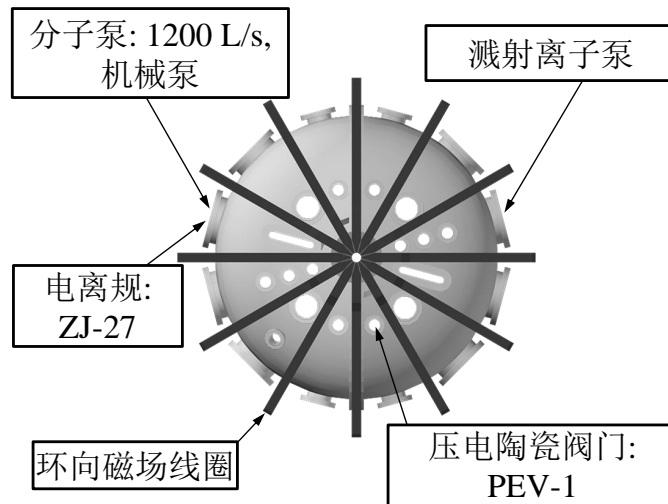


图 4.12 SUNIST 真空室顶视图，修改自 [105]。

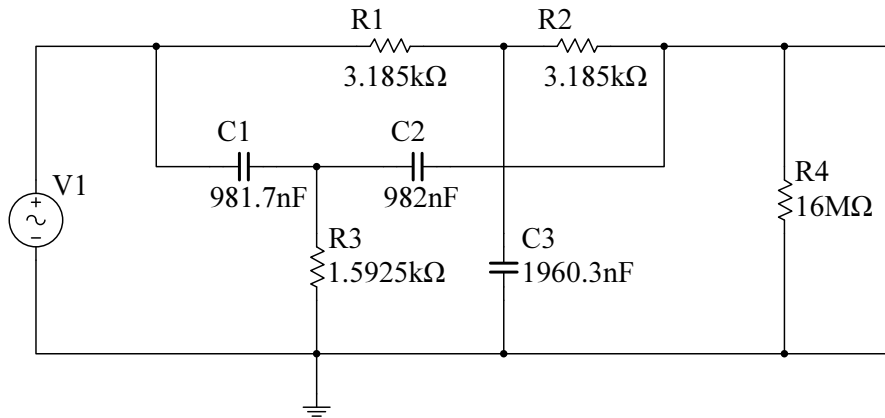


图 4.13 SUNIST 上使用的去除气压信号中工频干扰的无源双 T 陷波器电路图

图 4.12 为 SUNIST 真空室顶视图。SUNIST 使用一台分子泵做为主抽气泵。主抽气窗口上安装有直径 $d = 200 \text{ mm}$ ，长 $L = 900 \text{ mm}$ 的主抽气管道。在主抽气管道中间安装有一只 ZJ-27^[103] 热阴极离子真空规管。在 SUNIST 真空室上部进气窗口处，通过一条直径为 $d = 50 \text{ mm}$ ，长为 $L = 300 \text{ mm}$ 的充气管道安装有一只 PEV-1^[104] 压电陶瓷阀门。其中，主抽气窗口与充气窗口沿环向呈 120° 角。当主抽气分子泵停止运行时，使用一台溅射离子泵维持真空本底。

2) 气压信号采集电路

电离规控制器有三个作用：a) 为电离规管提供电源；b) 将电离规管输出处理为气压信号，并通过数码显示管以 1 Hz 的频率慢速显示；c) 输出快速气压模拟量信号。真空室气压快速信号可以用来分析真空室内的气压流动，以获得对脉冲进气后真空室内部气压分布变化情况，选择合适的进气脉冲宽度和时序以改善放电重复性。

然而，真空规控制器输出的气压信号受到强烈的 50 Hz 电网工频干扰。要去

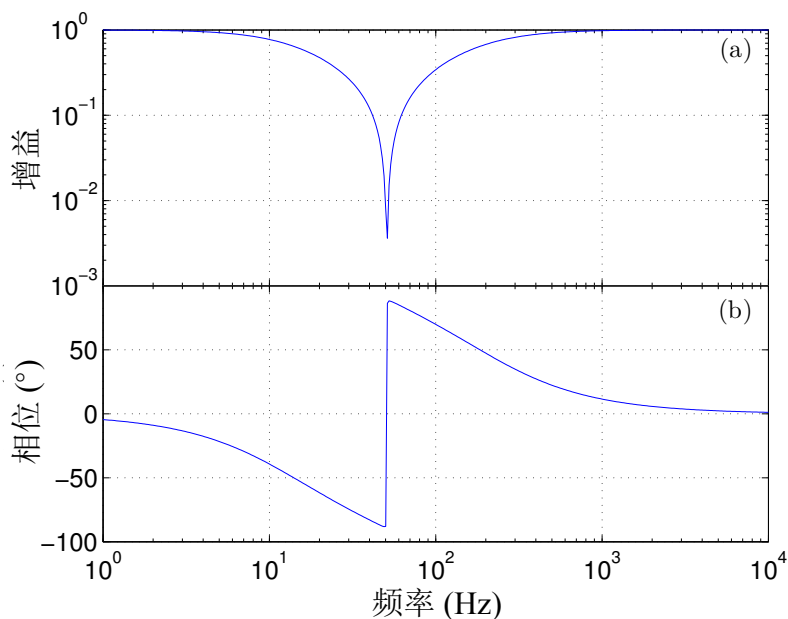
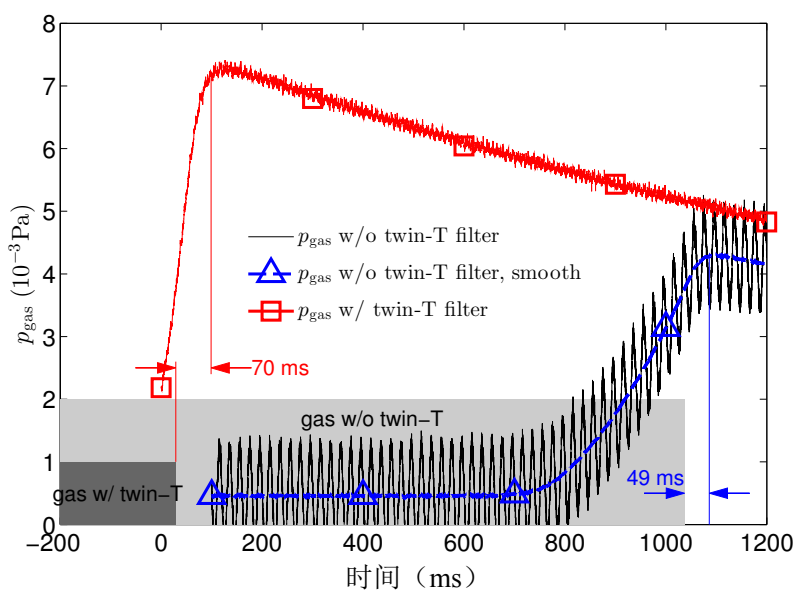


图 4.14 双 T 陷波器伯德图 (bode diagram)

图 4.15 气压信号 p_{gas} 在加陷波器 (w/ twin-T) 与不加陷波器 (w/o twin-T) 情况下的测量结果, 进气脉冲以灰度条表示。

除电源线带来的干扰, 可以串入无源双 T 陷波器 (passive twin-T notch filter, 图 4.13), 其传输特性计算结果如图 4.14 所示, 由于使用的电阻和电容实际值与设计有偏差, 陷波器的中心截止频率为 50.9 Hz。实际测量结果显示, 该陷波器可以很好的消除气压信号中的工频干扰 (图 4.15)。气压信号的变化频率为 10 Hz 量级, 陷波器会在此频率的信号上引起约 70° 的相位延迟 (图 4.14(b))。图 4.15 显示的加入陷波器后引起的 ~ 21 ms 信号延迟与陷波器的传输特性计算结果相吻合。

放电过程中, 气压信号的地电位会随着真空室浮动。我们在真空测量系统与

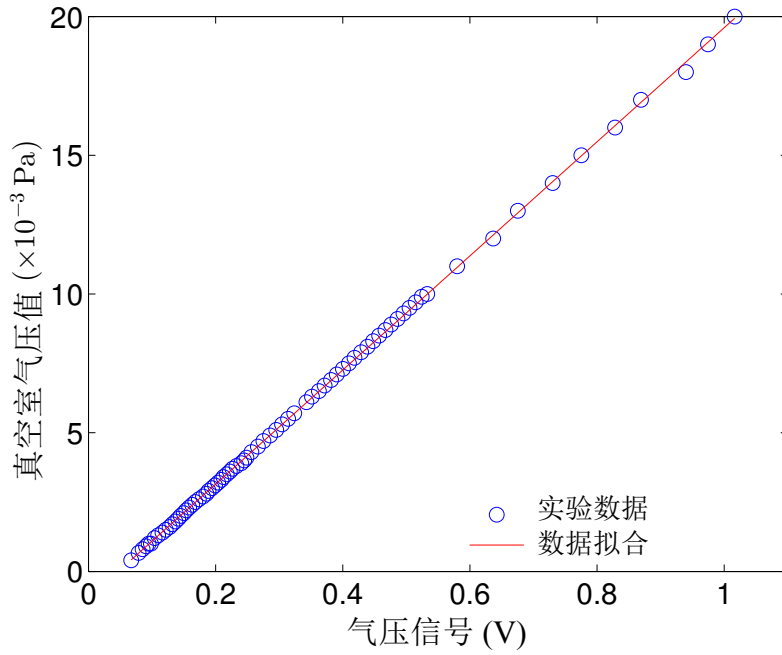


图 4.16 SUNIST 气压信号幅度标定结果

数据采集系统之间加入隔离运放，不但可以将气压信号地电位与数据采集系统隔离，保护数据采集系统，而且可以用其驱动气压测量设备与数据采集系统之间的长导线。

电离规控制器输出的信号幅值与气压关系标定结果在图 4.16 中画出，拟合结果为：

$$p_{\text{gas}}(10^{-3} \text{ Pa}) = 20.5670 \times S_{\text{gas}}(\text{V}) - 0.9683 \quad (4-1)$$

其中， S_{gas} 为气压信号测量幅值。

3) 压电阀控制电源系统

共有两个压电阀控制电源投入使用：主控制器与新设计安装的脉冲控制器。主控制器可以工作在本地和远程模式。在本地工作模式下，主控制器可以手动和自动控制压电阀的进气。其中手动控制只在调节测试情况下使用；自动进气由电离规控制器的继电器反馈迂回开合完成，可以自动控制真空室内的气压在一个预设范围内浮动，这种工作模式仅在辉光放电清洗真空室时使用。对于远程模式，进气脉冲由托卡马克与等离子体控制系统（tokamak and plasama control system, PCS）触发控制。进气脉冲的时序与长度调节精度可达 0.01 ms。然而，就像前面提到的，主控制器由市电直接供电，其输出中含有较大的纹波。这个纹波电压在辉光放电时的慢速粗略充气中并不会产生明显影响，但是对于托卡马克放电实验时的精确进气却不是不可接受的。所以，我们新设计并安装了一个脉冲进气控制器。该控制器由串联的干电池供电，该脉冲控制器的控制电压输出纹波可以忽略。压电阀

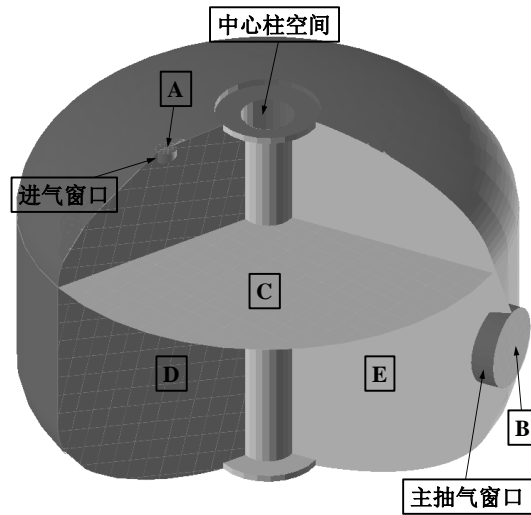


图 4.17 Molflow+ 模拟使用的 SUNIST 真空室三维模型。共计算了五个截面的气压分布：A) 主抽气口截面；B) 充气口截面；C) 位于赤道面以上，与赤道面平行的环向真空室截面；D) 通过充气口中心的极向真空室截面；E) 通过主抽气口中心的极向真空室截面。

的进气速率由所加控制电压调节，使用无纹波的脉冲控制器可以在炮与炮之间以相同的稳定进气速率对 SUNIST 真空室充气，最终，每次放电时可以保证冲入的气体精确相同。脉冲控制器的输出同样是由 PCS 控制的。

4.2.2 真空室内气体流动模拟

尽管已经实现了放电时气压的变化快速信号测量，但是真空室内的气压分布瞬态过程确是难以测量的。通过真空室内气体的流动模拟，可以实现气压分布的瞬态过程分析。

SUNIST 放电时的充气气压范围为 $2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 至 $1 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 。此气压下气体分子的平均自由程（室温下，对于氢气为 $7.9 \text{ m} - 1.6 \text{ m}$ ）大于真空室尺度。常规连续流体模拟手段对于 SUNIST 真空室内的稀薄气体不再适用。Molflow+^[106,107] 软件利用探测粒子蒙特卡洛模拟方法（test-particle Monte Carlo (TPMC) method），可以实现稀薄气体流动模拟，实现如气压分布、有效抽气速度、器壁吸附速率等参数的计算。

图 4.17 所示为用于气体流动模拟的 SUNIST 真空室三维模型。在模型中，除了进气和主抽气窗口外的其他窗口以及真空室内的限制器都被移除。实际装置上的充气与抽气管道内的气体流动与气压分布对我们的研究并不重要，所以这些管道也一并移除。

A 平面的脉冲出气速率和时长设为 $50 \text{ Pa} \cdot \text{L/s}$ 和 100 ms ，B 平面的抽气速率设为 $1200 \text{ Pa} \cdot \text{L/s}$ 。模拟中通过对穿过感兴趣截面或在感兴趣截面处反射的粒子数进行统计，完成该截面上的气压分布计算。在放电持续时间很长的托卡马克中，来

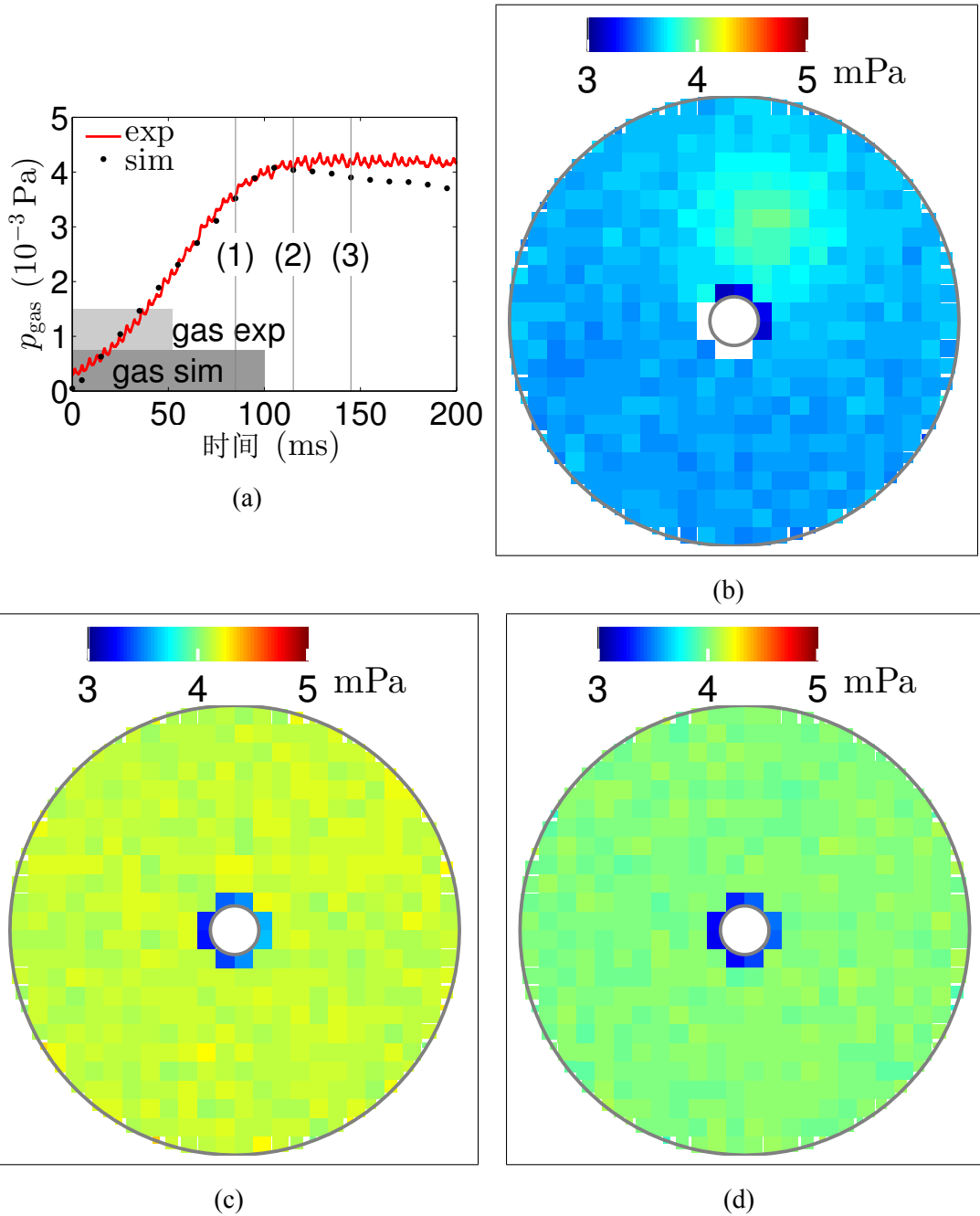


图 4.18 主抽气口处（图 4.17 中 C 截面）平均气压和近赤道截面（图 4.17 中 E 截面）气压分布的 Molflow+ 模拟结果。图 4.18(b)、4.18(c) 和 4.18(d) 分别对应图 4.18(a) 中的 (1)、(2) 和 (3) 时刻。具有与模拟相同进气量的气压实际测量曲线也在图 4.18(a) 中画出。

自壁循环的气体对维持真空室内的粒子数起到重要作用，但是在对 SUNIST 的模拟中，基于以下几点考虑：a) SUNIST 的放电时间很短，b) 真空室壁材料使用不锈钢并做了很好的抛光处理，c) 实验前都会对真空室进行烘烤和辉光放电清洗，d) 分子泵的抽速远大于真空室壁的充气速率，e) 在长时间连续放电时，壁吸附和解析过程达到平衡，真空室壁设为无壁吸附和解析的漫反射面。

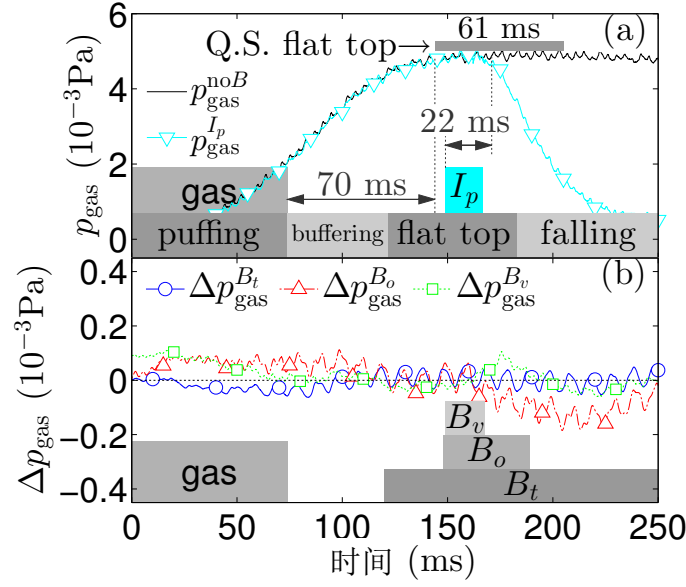


图 4.19 气压信号 p_{gas} 在多种情况下的测量结果。(a) 无磁场时的气压信号 $p_{\text{gas}}^{\text{no}B}$ 与正常等离子体放电时的气压信号 $p_{\text{gas}}^{I_p}$; (b) 无磁场时气压信号与只投入一个磁场时的气压信号之差: $\Delta p_{\text{gas}}^{B_t} = p_{\text{gas}}^{B_t} - p_{\text{gas}}^{\text{no}B}$, $\Delta p_{\text{gas}}^{B_o} = p_{\text{gas}}^{B_o} - p_{\text{gas}}^{\text{no}B}$, $\Delta p_{\text{gas}}^{B_v} = p_{\text{gas}}^{B_v} - p_{\text{gas}}^{\text{no}B}$ 。

主抽气口处（图 4.17 中 B 截面）平均气压和近赤道截面（图 4.17 中 C 截面）气压分布的模拟结果在图 4.18 中画出。在气压上升阶段，模拟计算的出气口处气压值与实际测量曲线相符（图 4.18(a)）。当进气结束时，模拟气压值呈指数下降趋势，但是气压测量值中存在一个准稳态的平顶区。这是因为在实际装置上，压电阀与进气窗口之间 300 mm 长的充气管道起到了缓冲作用，在进气停止后，管道内的较高压强气体仍然向真空室内充气。

进气脉冲过程中，气压处于快速上升阶段，此时气压在大环方向具有明显的分布不均（图 4.18(b)）。但是，由于气体分子的自由程大于真空室尺度，气体分子会在瞬间到达真空室的各个地方。中心柱也会在一定程度上对气压分布产生影响。当进气脉冲结束时，气压值达到最高，大环方向大尺度的气压不均匀性消失（图 4.18(c)），但仍然存在小尺度上的气压分布不均匀性。一段时间后，真空室内的气压分布变得均匀（图 4.18(d)）。

真空室内气压流动模拟结果显示，气压分布的演化与气压信号可以紧密联系起来。通过对气压变化过程的测量和分析即可以推测气压分布随时间的变化过程。

4.2.3 调整进气时序对 SUNIST 放电重复性的改善

通过气压信号，对真空室内气体的时间和空间分布演化进行了研究。通过分析，给出了新的进气时序安排。在新的进气时序下，等离子体放电的重复性得到了改善。

1) 气压信号分析

电离规管暴露在托卡马克的复杂磁场中，一般来讲，电离规管测量所得的气压信号 p_{gas} 在一定程度上会受到影响。所以有必要对气压信号测量进行有效验证。图 4.19(b) 画出了在相同的进气脉冲时，只触发欧姆场 B_0 、环向场 B_t 和垂直场 B_v 中的一个磁场与无磁场下气压测量信号的差别随时间的变化图。可以看出， B_t 与 B_v 对气压信号的影响很小，可以忽略。当 B_0 投入后，我们发现加入 B_0 的 $p_{\text{gas}}^{B_0}$ 信号相对有 $0.2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 的下降。主要原因是，当欧姆场投入时，有一小部分气体被电离，气压信号就会相应减小。

在正常等离子体放电中，等离子体电流形成后，真空室内的气体分子被电离并约束在磁场中。分子泵持续抽空无约束等离子体的空间区域。此时的条件即等同于真空室的总体积被大大缩减。所以，气压信号在等离子体形成时开始急速下降（图 4.19(a)）。等离子体电流形成至气压信号 $p_{\text{gas}}^{I_p}$ 开始下降约需 22 ms。两种机制造成了此延时：首先是气体分子从主真空室流经抽气管道至电离规位置所需的时间；其次是双 T 陷波器对气压信号叠加的相移造成的延时。所以在后续的分析中，要随时计入气压信号相对于主真空室内真实气压约 22 ms 的延时。

真空室内气压演化可以分为四个阶段（图 4.19(a)）：第一阶段伴随着脉冲进气过程，称为充气阶段（the puffing stage），此时的气压信号快速上升。第二阶段（缓冲阶段——the buffering stage）中，当进气脉冲结束后，气压信号 p_{gas} 需时 70 ms 达到最大值。计入 p_{gas} 本身的 22 ms 延时，缓冲阶段的持续时间为 48 ms。正如第 4.2.1 节中提到的，缓冲阶段的形成是由在真空室与压电阀之间 300 mm 长的充气管道的缓冲作用形成的。紧跟气压信号最大值的，是一个持续时间约为 61 ms 的准稳态气压平顶（quasi-stationary flat top）阶段。平顶阶段后，气压进入下降阶段（the falling stage），根据文献 [108] 中方程 (1)，在下降阶段中气压信号以指数形式下降。

2) 调整进气时序对 SUNIST 放电重复性的改善

SUNIST 等离子体操作中，常规进气脉冲（gas normal）被安排在欧姆场投入时间前 5ms 结束。然而 p_{gas} 信号显示，在这种进气时序安排下，当等离子体形成时真空室内的气压仍然处于快速上升过程（缓冲阶段），此时仍需 43 ms 的时间 p_{gas} 信号才能达到最大值。我们可以将进气脉冲时序提前 80 ms（gas ahead），在提前进气时序下，在等离子体形成时，气压已经达到平顶段约 37 ms 的时间。此时真空室内的气压分布也已达平衡状态。调整进气脉冲时序前后的 p_{gas} 信号在图 4.20 中画出。

使用等离子体物理参数 P 的标准差做为等离子体放电重复性的度量， t 时刻

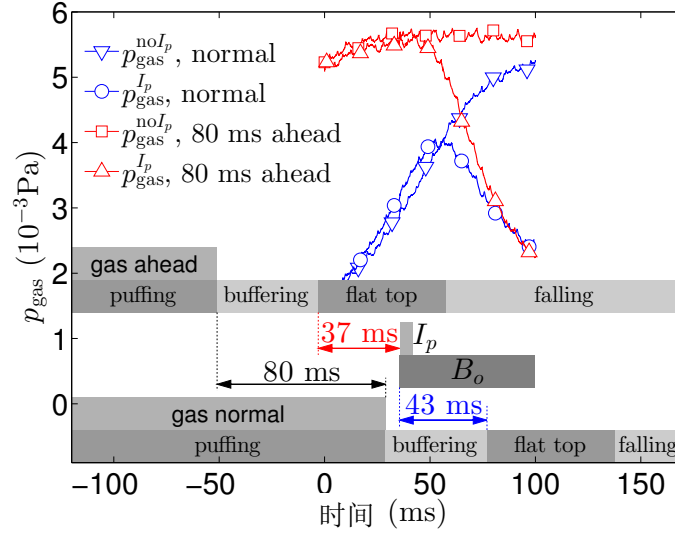


图 4.20 调整进气时序前后的 p_{gas} 信号，包括有等离子体放电时 $p_{\text{gas}}^{I_p}$ 与无等离子体放电时 $p_{\text{gas}}^{\text{no}I_p}$ 的气压信号。气压信号的四个阶段也一并在图中画出。

该物理参数的标准差为：

$$s_P(t) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (P_i(t) - \bar{P}(t))^2} \quad (4-2)$$

其中， n 为总放电次数，这里 P 代表等离子体电流 I_p 、电子密度 n_e 或单杂环信号 V_{FL} 中的某一参数， $\bar{P}(t) = \sum_i (P_i(t)) / n$ 为 t 时刻物理量 P 的平均值。

常规进气时序与提前进气时序的离子体电流标准差在图 4.21(c) 中画出。等离子体放电过程可以分为爬升段（ramping up phase）、平顶段（flat top phase）和下降段（falling phase）三个阶段。将进气提前 80 ms 可以明显改善等离子体电流爬升段和平顶段的可重复性。在 I_p 爬升阶段， s_{I_p} 数据出现了两个峰值，说明爬升段开始与结束时等离子体的重复性较差。将放电过程放在气压的准稳态平顶段后，电流上升段的整体重复性得到了提高，而且第二个 s_{I_p} 峰值消失。当等离子体电流开始下降时，两种进气时序下的 s_{I_p} 曲线趋向相同，意味着改变进气时序并不能改善电流下降段的等离子体重复性。这可能是因为此时欧姆场的加热能力开始剧烈下降引起的。

4.2.4 讨论

SUNIST 托卡马克的充气特性——如充气量与真空室内气压分布等——对放电的可重复性有明显影响。经过细致设计充气系统并对进气时序安排进行调整可以明显改善放电的可重复性，为基于重复放电进行测量的实验提供基本条件。

经分析，以下是影响放电重复性的两个主要因素：

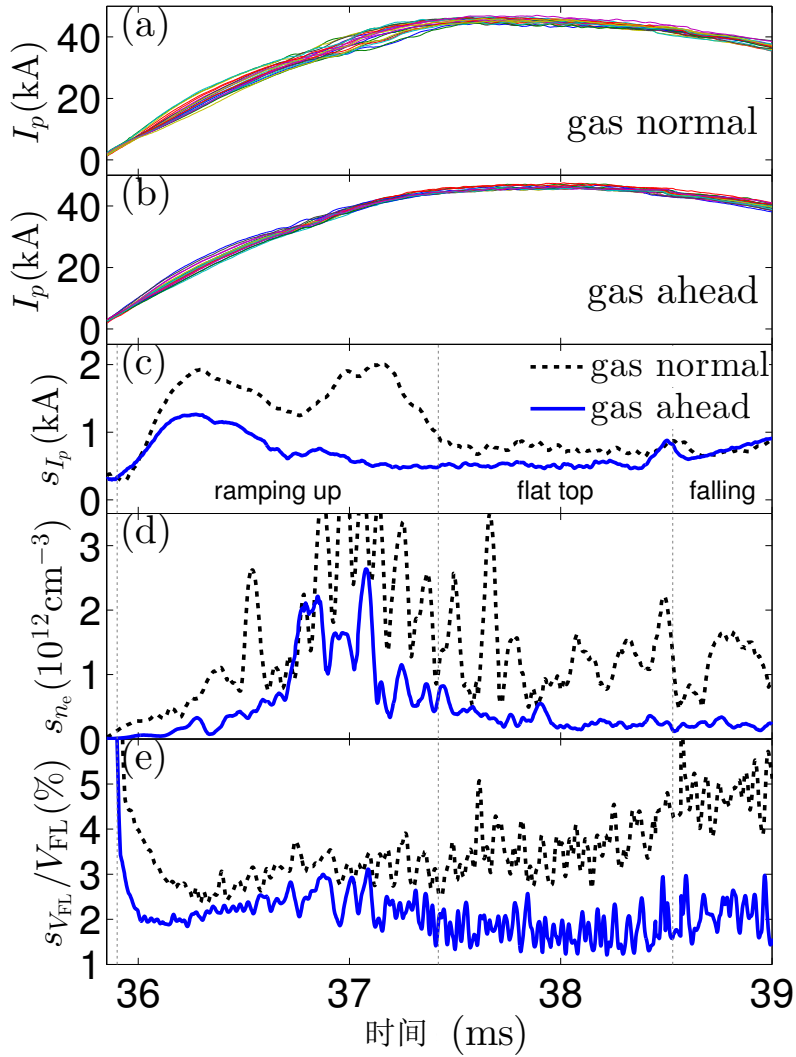


图 4.21 连续 20 炮放电时的等离子体电流信号：(a) 常规进气时序（gas normal）放电；(b) 提前 80 ms 进气时序（gas ahead）放电。不同进气时序下的 (c) 等离子体电流 I_p 、(d) 静电探针测量的边界电子密度 N_e 与 (e) 单杂环信号 V_{FL} 的标准差。

首先，放电时气压分布的均匀性对获得重复放电有重要作用。真空室内气体流动模拟结果显示，在常规进气时序放电中，等离子体放电处于真空室内不均匀分布气压的动态变化阶段。炮与炮之间，这种动态变化的不均匀气压分布状态很难控制到相同的条件，这样每炮之间的等离子体则会产生不一致性。

其次，放电开始时不同的气压值也会对放电重复性造成影响。环向电场与气压的比值 E/p_{gas} 对等离子体放电击穿和电流爬升起到重要作用^[101,102]。常规与提前进气时序下，放电开始时的气压值分别为 4×10^{-3} Pa 和 5.5×10^{-3} Pa。SUNIST 放电时，所有的磁场均使用相同的控制条件。那么在相同的环向电场条件下，不同的气压值会影响等离子体击穿和电流爬升过程。

静电探针测量的电子密度 N_e 与单杂环信号 V_{FL} 的标准差分别在图 4.21(d) 和

图 4.21(e) 中画出。调整进气时序以前的放电中，快速变化的气压为电离过程带来不确定性，进而为等离子体的电子密度带来不确定性。同时气压分布的不均也带来电子密度分布的不均。当等离子体在旋转时，会为在固定位置测量的 N_e 信号带来涨落。当调整时序后，等离子体的重复性得到改善， N_e 的涨落幅度也降低。在放电平顶段， N_e 的标准差从 $\sim 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 下降至 $\sim 0.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ，且其涨落幅度也消失。对于常规进气时序放电，较差的 N_e 重复性导致了等离子体电阻（环电压）较差的重复性。如图 4.21(e) 所示，调整进气时序可以将单杂环信号 V_{FL} 的相对标准差从 $\sim 3.5\%$ 减至 $\sim 1.5\%$ 。

虽然定量分析这些气压因素对放电参数的影响是一个复杂且艰难的工作，但我们可以尽量减小其带来的影响，从而提高实验中放电的可重复性，完成相应的研究工作。

4.3 小结

本章首先介绍了 SUNIST 上用于发射光谱强度比法诊断 T_e 和 N_e 参数的光谱诊断测量系统。包括测量系统整体安排和测量路径的涉及。给出了实验系统中单色仪的波长准确度、分辨率和相对响应的标定结果，并对光电倍增管信号采集电路进行了优化，减弱测量信号的了噪声和基线干扰。

本工作对氦放电原子发射谱线的测量是基于炮与炮之间的重复放电进行的。本章通过为 SUNIST 建立起快速气压变化信号采集和输出无纹波的压电阀控制电源系统，结合对真空室内工作气体的流动模拟，对 SUNIST 放电中的充气特性进行了研究，重新设计了新的脉冲充气时序，改善了 SUNIST 放电的重复性。为基于重复放电的测量手段奠定了基础。

第 5 章 SUNIST 氦放电等离子体的发射光谱诊断

本章首先给出 SUNIST 氦放电等离子体原子发射谱线的测量结果。利用谱线比法诊断了氦等离子体的 T_e 和 N_e ，其结果与微波干涉仪测量的弦平均电子密度结果可以吻合。在实验条件下，通过对比激发态数密度实际测量与模型的计算结果对碰撞辐射模型进行了再次核验。最后，分析了由光谱测量弦积分特性带来的问题，并给出一种可以用于定性诊断 SUNIST 电子密度参数分布的方法。

5.1 氦原子发射光谱测量结果

表 5.1 本文测量氦原子谱线的跃迁、波长和有效自发辐射跃迁速率系数

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

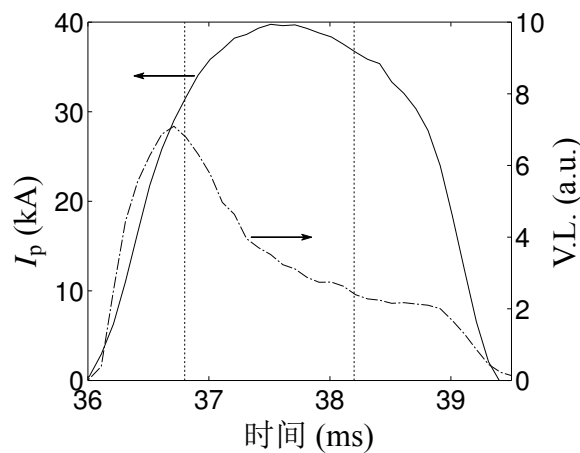


图 5.1 SUNIST 氦放电等离子体电流 (I_p) 与可见光辐射 (V.L.) 信号

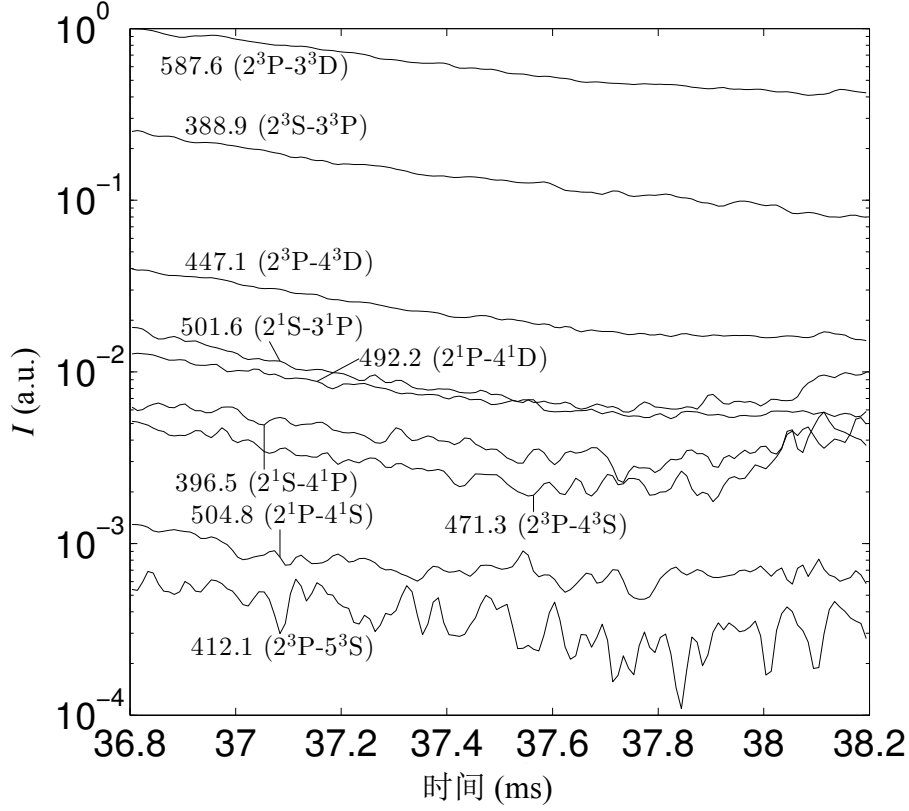


图 5.2 SUNIST 氦放电等离子体的原子谱线强度测量结果

图 5.1 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，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。本文稳态情况下的碰撞模型只适合如图 5.1 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。

氦原子从 q 能级跃迁至 p 能级时，发出波长为 λ_{qp} 的谱线，该谱线的光子数辐射率 ϵ_{qp} 为：

$$\epsilon_{qp} = (4\pi)^{-1} N_q A_{qp} \quad (5-1)$$

其中， N_q 为跃迁高能级 q 的粒子数密度， A_{qp} 为爱因斯坦系数，即自发跃迁速率系数。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：

$$I_{\lambda_{qp}} = R_M \int_L T_{\lambda_{qp}} \epsilon_{qp} \Omega_l S dl \quad (5-2)$$

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。光纤与等离子体的相对位置固定, 并考虑氦原子谱线的精细结构, 所以:

$$I_{\lambda_{qp}} = R_M T_{\lambda_{qp}} A_{qp}^{\text{eff}} \overline{N_q} L \quad (5-3)$$

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:

$$A_{qp}^{\text{eff}} = \frac{1}{g_q} \sum_m g_m A_{qp}^m \quad (5-4)$$

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^[51]。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 5.1 所示。

表 5.1 中谱线的相对强度在平顶段随时间的变化在图 5.2 中画出。氦原子谱线强度随时间的变化与可见光有相同的趋势, 其强度之间最大有三个数量级的差别。

5.2 谱线比法诊断 T_e 和 N_e

电子温度 T_e 敏感谱线强度比 $r_{12} = I_{447.1}/I_{492.2}$ 与电子密度 N_e 敏感谱线比 $r_{23} = I_{492.2}/I_{504.8}$ 的计算结果如图 5.3(a) 所示。根据第 3.3 节碰撞辐射模型计算的谱线比等高线与同时确定 T_e 和 N_e 谱线比法计算得到的参数在图 5.3(b) 中画出。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 5.3(b) 中画出。可以看出, 氦原子谱线比法与微波干涉仪对电子密度的诊断结果相吻合。另外, 我们注意到, 谱线比法对 N_e 的诊断略低于微波干涉仪的诊断结果, 其原因将在第 5.4 节进行详细分析。

在测量结果中, 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。图 5.4 显示对 SUNIST 氦等离子体放电时 492.2 nm 谱线强度与极向磁探针信号 $dB_{p,10}$ 的扰动时频分析结果。可见, 氦原子谱线与极向磁探针信号具有一致的时频功率谱。由此, 我们分析光谱强度的涨落可能由以下原因造成: 不同的等离子体 T_e 和 N_e 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力学 (MHD) 行为, 则利用等离子体的光谱信号可以完成其磁流体力学的相关诊断研究工作^[109-113]。对于 SUNIST 等离子体, 其内在联系需要更进一步结合电磁诊断

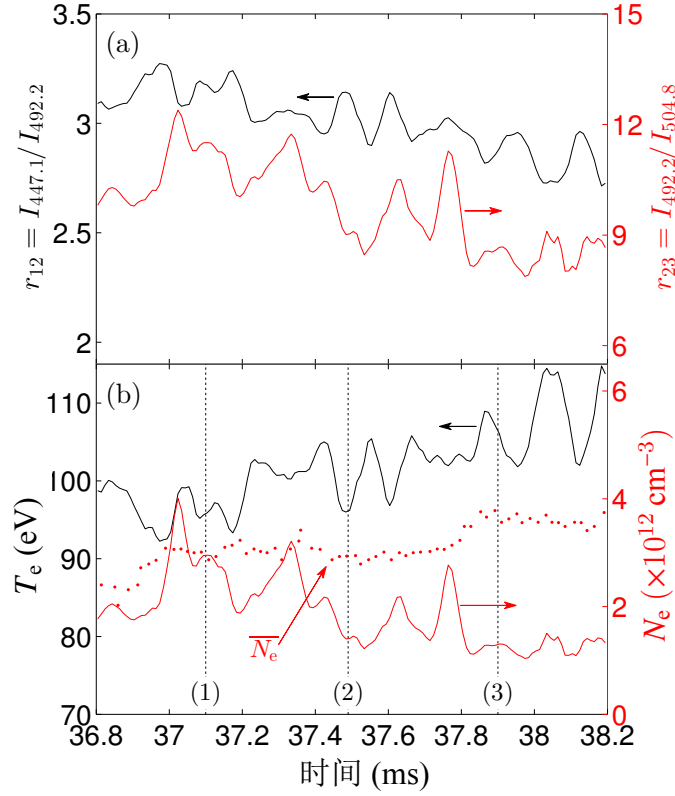


图 5.3 谱线比法确定 SUNIST 等离子体参数。(a): 两谱线强度比; (b): 谱线强度比确定的 T_e 与 N_e 参数, 以及 94 GHz 微波干涉仪测量的赤道面上弦平均电子密度 \bar{N}_e 。

信号的研究, 由于超出了本文研究范围, 这里不再进行深入研究。但此发现为今后光谱诊断工作的丰富和深入提供了方向和思路。

5.3 氦原子碰撞辐射模型的复核

在谱线比法获得的等离子体 T_e 和 N_e 参数下, 利用碰撞辐射模型计算出表 5.1 中实验测量的谱线激发态能级的数密度 N_q^{cm}/g_q , 其中 g_q 为谱线上能级 q 的统计权重。

根据式 (5-3), 实验测量的激发态弦平均相对密度为:

$$N_q^{\text{exp}}/g_q = CI_{\lambda_{qp}} \left(T_{\lambda_{qp}} R_M A_{qp}^{\text{eff}} \right)^{-1} / g_q \quad (5-5)$$

其中, C 为归一化因子。

图 5.5 分别显示了在 37.10 ms、37.49 ms 与 37.90 ms 三个时刻实验测量与碰撞辐射模型计算的各能级相对数密度。在 SUNIST 整个放电平顶段中, 实验测量与碰撞辐射模型计算的氦原子能级数密度之间的对比由图 5.6 给出。从实验和碰撞辐射模型给出结果的对比可以得出, 碰撞辐射模型能很好的对等离子体中各能级的相对数密度进行预测, 从而通过实验数据对碰撞辐射模型再次进行了核对, 验

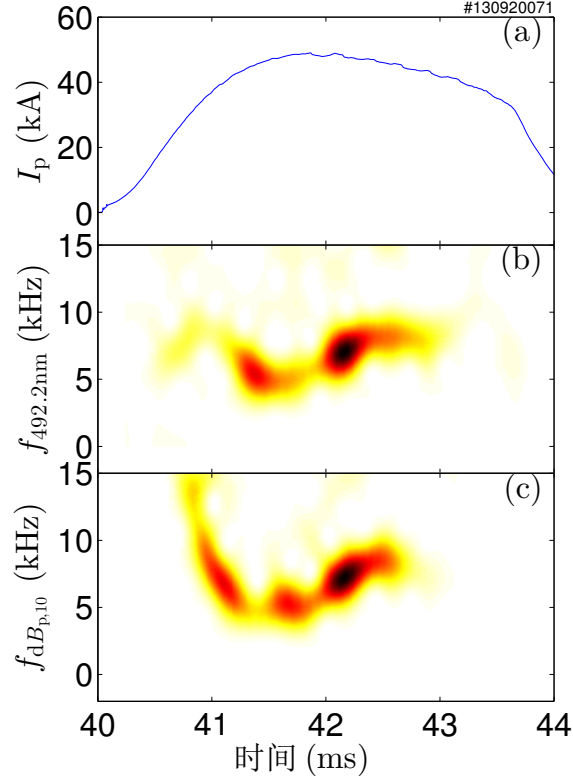


图 5.4 SUNIST 氦等离子体放电 492.2 nm 谱线强度与极向磁探针信号 $dB_{p,10}$ 的扰动的时频分析。(a) 等离子体电流；(b) 492.2 nm 谱线强度扰动的功率时频谱图；(c) $dB_{p,10}$ 的扰动的功率时频谱图。(a) 与 (b) 图中分别为各自扰动功率的相对值。

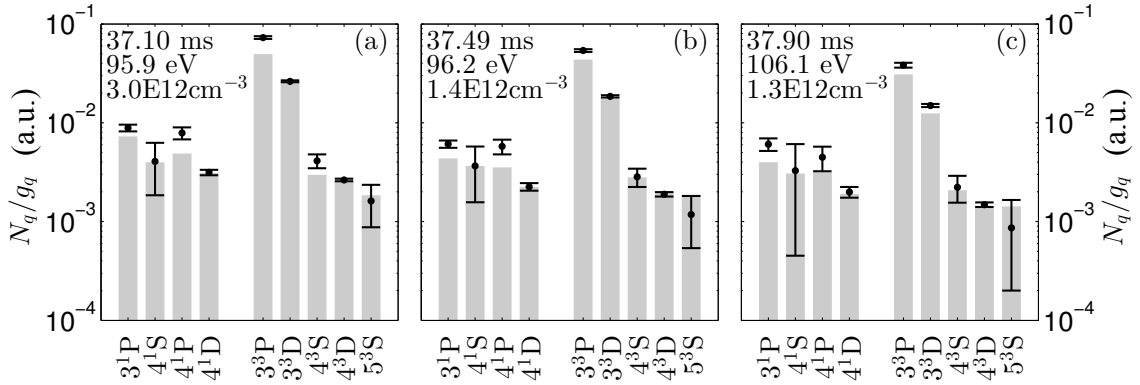


图 5.5 氦原子谱线对应激发态的相对数密度。(a)、(b) 和 (c) 分别对应图 5.3 中 (1)、(2) 和 (3) 时刻的激发态相对数密度。•：实验测量值；■：碰撞辐射模型计算值。

证了本文建立的碰撞辐射模型对 SUNIST 氦放电等离子体的适用性。

因为自旋单重态的数密度主要对 N_e 敏感，而自旋三重态数密度主要对 T_e 敏感，图 5.5 中能级以自旋单重态和自旋三重态被分为两组。图 5.5(a) 与图 5.5(b) 的对比说明在 N_e 较高时自旋单重态的数密度增加，而碰撞辐射模型计算的 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，氦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 5.7(a) 中可

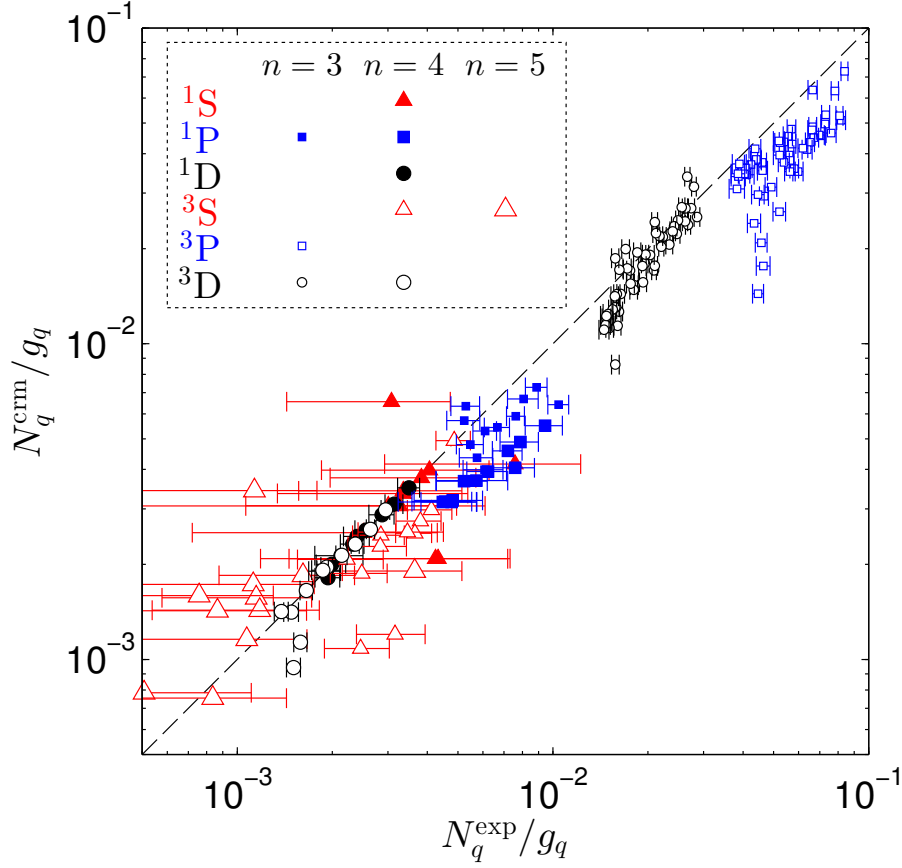


图 5.6 氦原子激发态相对数密度碰撞辐射模型计算值 N_q^{cm}/g_q 与实验测量值 N_q^{exp}/g_q 的比较。

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 5.5(b) 与图 5.5(c) 的对比说明在 T_e 较高时碰撞辐射模型对除 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 5.5 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 5.7(b))。

图 5.5 与图 5.6 还显示, 3^1P 、 4^1P 与 3^3P 能级的碰撞辐射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 2^1S 或 2^3S 亚稳态 (表 5.1), 由于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^[9,32], 导致这三个能级数密度的增长, 而我们建立的碰撞辐射模型中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。

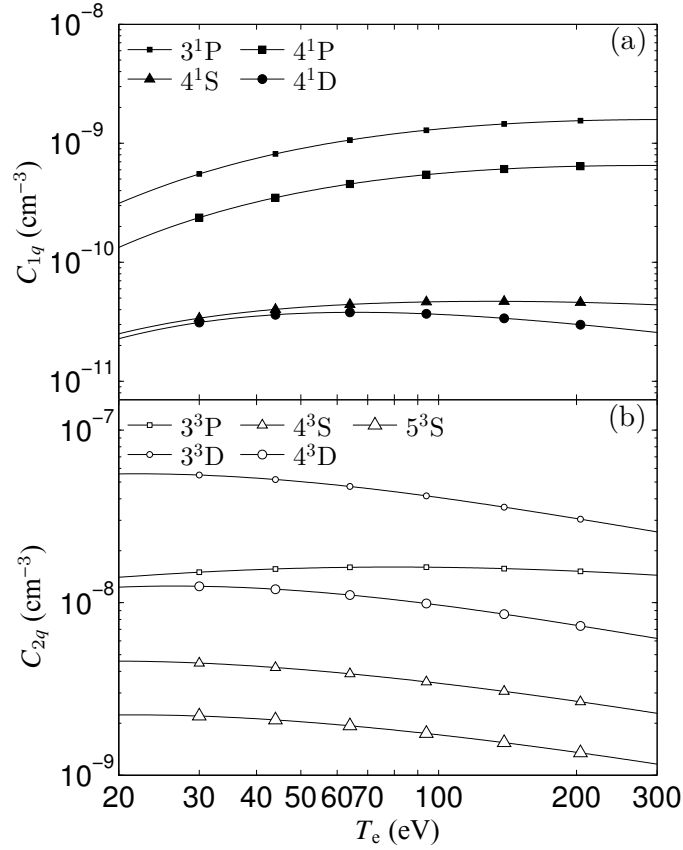


图 5.7 氦原子的激发速率系数。(a) 基态 1^1S 激发；(b) 亚稳态 2^3S 激发。

5.4 光谱测量弦积分特性的研究

实验测量的谱线辐射积分强度结果反应的是沿观察弦的平均激发态能级数密度。使用碰撞模型对激发态能级估计时，先采用三条谱线的弦积分强度比确定出等离子体参数后，再计算激发态的能级数密度。计算过程中包含了一个假设，即弦平均光谱强度比得出的 T_e 和 N_e 参数等于弦平均的电子参数。而氦原子的谱线辐射强度与电子温度和密度之间并非线性关系，利用弦平均氦原子谱线辐射强度比诊断的电子密度与微波干涉仪测量的弦平均电子密度会有差别（图 5.3）。

要定量分析此假设对碰撞辐射模型计算结果引起的误差，需要对等离子体进行空间分辨诊断。目前，SUNIST 尚不具备 T_e 与 N_e 的空间分辨诊断能力。根据文献 [114] 的处理方法，不妨假设 T_e 与 N_e 为抛物线分布，即：

$$N_e = N_{e,0} \left[1 - (r/a)^2 \right]^{\gamma_{N_e}} \quad (5-6)$$

$$T_e = T_{e,0} \left[1 - (r/a)^2 \right]^{\gamma_{T_e}} \quad (5-7)$$

其中， r 为径向位置， a 为小半径（为了简化，包含阴影区尺度在内）， $N_{e,0}$ 和 $T_{e,0}$ 为等离子体中心的电子密度和温度， γ_{N_e} 和 γ_{T_e} 分别为电子密度和温度分布参数。

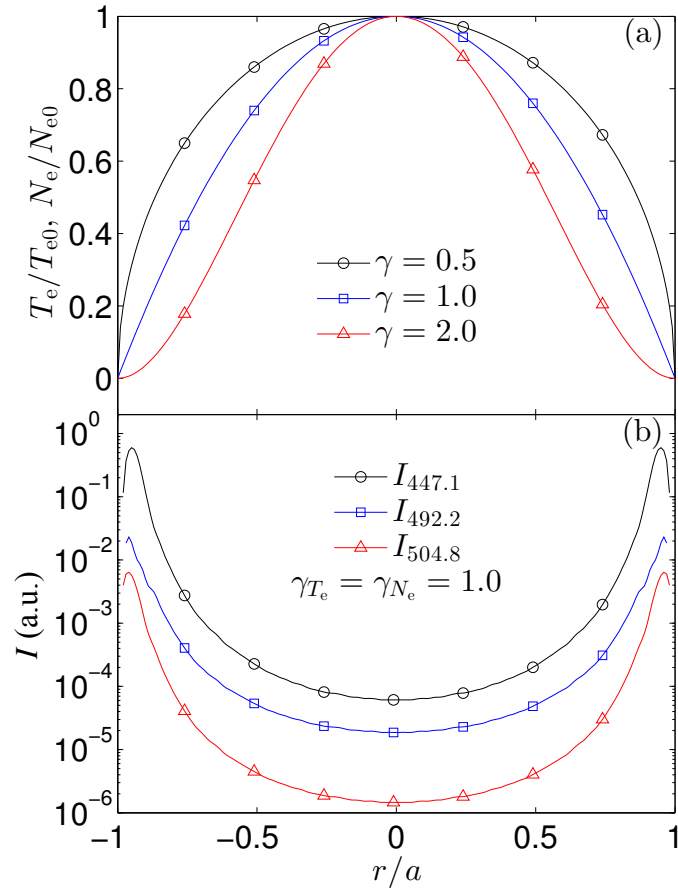


图 5.8 (a): 不同抛物线分布参数 γ 下的 T_e 与 N_e 分布; (b): 分布参数 $\gamma_{T_e} = \gamma_{N_e} = 1.0$ 时, 三条氦原子谱线辐射强度的分布。

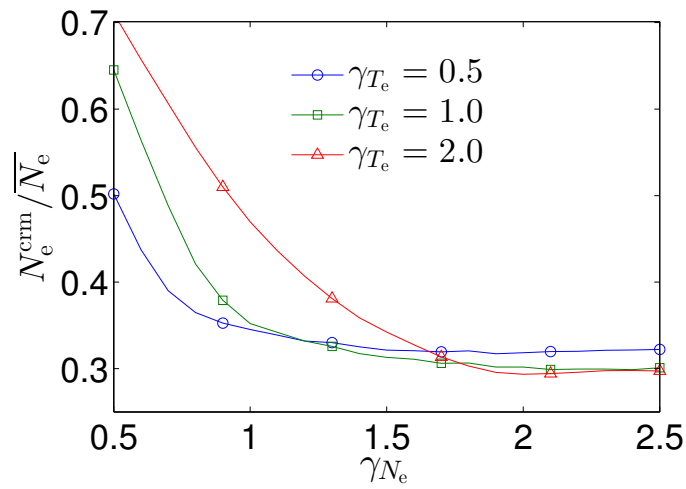


图 5.9 谱线比法获得的 N_e^{crm} 与微波干涉仪获得的弦平均电子密度 \bar{N}_e 比值随电子密度分布参数 γ_{N_e} 的变化。

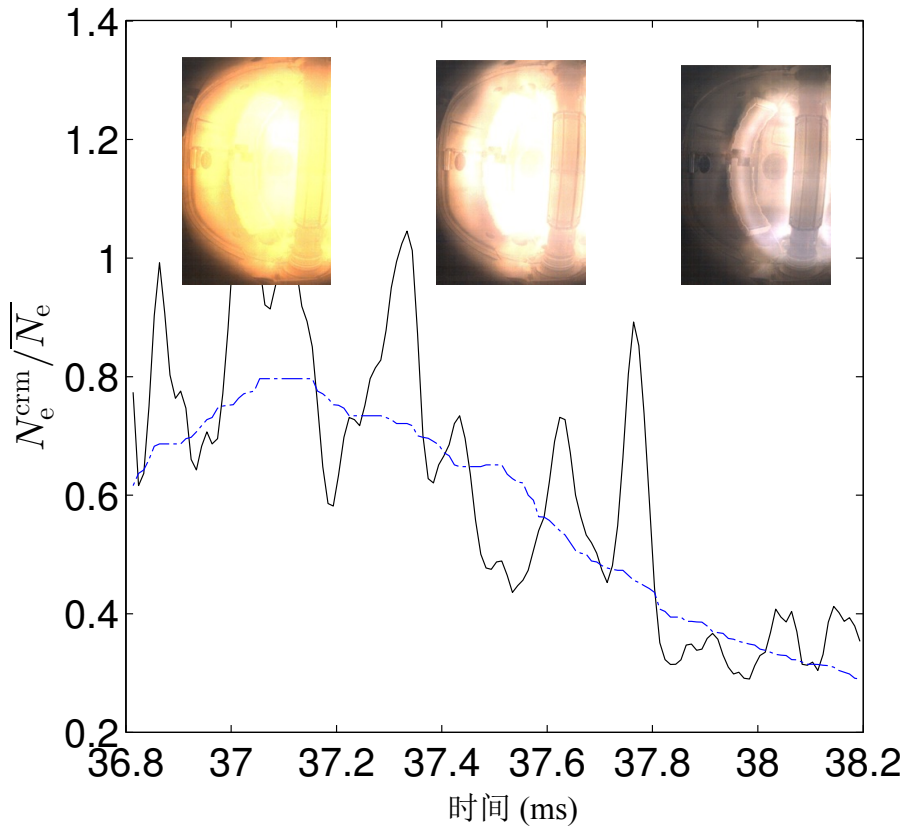


图 5.10 比值 $N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 的实验测量值与高速相机图像。其中点划线为测量值的中值拟合曲线。

图 5.8(a) 所示为不同分布参数下, 电子密度和电子温度的分布剖面图。分布参数 γ 取值越小, 电子密度或温度参数的分布越平坦, 反之, 分布越峰化。图 5.8(b) 所示为当分布参数 $\gamma_{N_e} = \gamma_{T_e} = 1.0$ 时, 本文碰撞辐射模型计算的谱线比法用到的三条氦原子谱线的辐射率分布。可见, 等离子体中心的谱线辐射率最低, 边界辐射率高。这是因为等离子体中心电子温度和密度高, 氦原子电离率高, 中心的中性粒子总数低。在限制器外, 等离子体温度和密度很低, 基态原子被激发数量低, 辐射率也随之降低。

在特定的等离子体电子密度和温度分布参数下, 将等离子体空间谱线辐射率沿测量路径积分, 即可对沿路径积分的谱线辐射测量进行模拟计算, 进而计算出在不同的分布参数下, 谱线比法所得电子密度 N_e^{crm} 与弦平均电子密度 \bar{N}_e 之间的关系, 如图 5.9 所示。可见, 当 γ_{N_e} 取值从 0.5 到 2 变化时, 谱线比法获得的 N_e^{crm} 与弦平均电子密度 \bar{N}_e 的比值 $N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 在 0.8 ~ 0.3 区间变化。 $N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 的取值随着电子密度分布参数 γ_{N_e} 的增加而减小, 而 γ_{T_e} 的取值对 $N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 的变化趋势并无影响。当 γ_{N_e} 取值大于 1.5 时, 此变化关系减弱, 甚至消失。

$N_e^{\text{crm}}/\bar{N}_e$ 随 γ_{N_e} 变化的趋势结合实际测量结果可以对电子密度分布进行定性的

诊断。图 5.10 所示，等离子体放电平顶段实验测量的 $N_e^{\text{cm}}/\overline{N_e}$ 随时间变化曲线以及高速可见光相机拍摄的等离子体图像。可见，在刚进入等离子体平顶段时，随着放电的进行，比值 $N_e^{\text{cm}}/\overline{N_e}$ 自约 0.8 单调下降至约 0.3。结合图 5.9 的结果可以得到，在放电平顶段 γ_{N_e} 自约 0.5 增长至约 1.5。则电子密度的分布自平坦逐步峰化。这与高速相机图像的测量结果是相符的。而且此测量结果与 SUNIST 的放电经验也是相符的，由于垂直磁场无反馈控制，在放电后期等离子体被急剧压缩^[115]。

需要注意的是，虽然这种方法只能用来对 N_e 分布进行定性的诊断。但可以实现在线的快速实时诊断测量，对于小型托卡马克装置来讲不失为一种低成本快速电子密度分布诊断方法，为今后实现 SUNIST 垂直场的反馈控制提供参考。本方法的局限性在于对等离子体的水平位移无分析诊断能力，如图 5.10 中所示等离子体放电过程中，等离子体分布峰化的同时向中心柱压缩，要测量此水平位移，则需借助其它诊断手段^[116,117]。

5.5 小结

基于重复放电测量手段，对 SUNIST 氦等离子体进行了可见光波段氦原子的谱线辐射。本章首先给出了 SUNIST 氦放电等离子体原子发射谱线的测量结果，利用谱线比法获得了等离子体的 T_e 和 N_e 参数，并与微波干涉仪的测量结果进行了对比。通过对氦原子激发态数密度的研究对碰撞辐射模型进行了再次核验。

同时，研究还发现，氦原子的谱线辐射强度涨落与磁探针信号具有一致的时频行为特性，由此我们推测氦原子的谱线辐射也携带了大量的等离子体磁流体力学行为信息。由于光谱诊断测量的弦积分特性，而光谱辐射与电子温度和密度是非线性关系，导致谱线比和微波干涉仪对电子密度诊断之间特定的比值关系。通过对电子分布参数进行抛物线分布的假设计算，获得了两诊断方法结果的比值关系，利用此比值关系给出了一种可以用于定性诊断等离子体电子密度空间分布的诊断手段。这些都为今后进一步丰富和深入 SUNIST 的光谱诊断研究工作提供了思路 and 方向。

第6章 课题完成的工作、不足与后续工作展望

本文工作围绕在 SUNIST 球形托卡马克上建立氦原子发射光谱强度比诊断电子温度和电子密度手段开展。做为托卡马克高温等离子体的一种非侵入式诊断手段,可见光波段的原子光谱发射诊断具有不干扰等离子体、测量设备简单、不易受托卡马克复杂电磁环境影响以及易实现时间和空间分辨测量的优点,并且在设备总装后,可以实现少维护甚至是免维护。而氦原子本身的特性使得氦原子谱线辐射在托卡马克聚变等离子体研究中受到了充分重视:1) 氦原子具有两套自旋能级系统,自旋三重态只能通过电子碰撞自旋变化激发过程产生,其反应速率系数与自旋守恒激发过程具有不同的随电子温度变化趋势,这样通过测量来自不同自旋系统的三条谱线,即可以同时确定等离子体的电子温度与电子密度;2) 氦原子具有最高的第一电离能,在大型托卡马克装置中,用氦原子束发射光谱法诊断时,测量粒子束可以深入到更深的等离子体位置甚至是中心区域;3) 氦为聚变产物之一,在未来聚变装置中,利用氦原子的谱线辐射进行诊断不会为等离子体带来新的杂质。

根据原子谱线辐射强度比分析出电子温度和密度信息的过程是以碰撞辐射模型对对应激发态粒子数密度的预测为基础的。一般情况下,碰撞辐射模型中只要包含了足够多的粒子数、反应过程和影响粒子数密度的其它相关效应,通过对各粒子数密度反应速率方程进行求解,即可以获得精确的能级数密度结果。

但由于现阶段原子反应过程速率系数的精度得不到保证,在碰撞辐射模型中包含跟多的粒子数时,却不能如预期的那样得到更高精度的结果。并且,由于碰撞辐射模型中包含着数目巨大的激发态能级和复杂的相关反应过程,且各粒子之间通过原子反应相互关联。这样,目前并没有有效的手段对速率系数不确定性至激发态数密度计算误差之间的传递进行计算。

由于速率系数不确定性的存在,碰撞辐射模型中包含更多能级粒子数时,并不能获得更高精度的结果。那么在特定的等离子体条件下,碰撞辐射模型中包含什么样的粒子和能级就可以获得可接受的计算结果成为了研究重点之一。在低温等离子体领域,人们发现在碰撞辐射模型中包含最主要的激发态能级粒子和反应过程,并结合实验对碰撞辐射模型的验证,可以对碰撞辐射模型进行简化,且可以得到满足实验精度要求的激发态能级粒子数密度计算结果。

氦原子谱线比法的等离子体电子温度与密度参数范围与 SUNIST 等离子体相符(第 1.1.5 节)。做为一台小型球形托卡马克实验装置, SUNIST 需要发展一套低

代价、易用且尽量少维护的非侵入式等离子体参数诊断手段，且 SUNIST 具有实验安排灵活的优势，适合进行诊断原理的验证性研究。基于以上考虑，本课题在 SUNIST 上进行了氦原子发射光谱法诊断等离子体电子温度与密度手段的研究。

6.1 课题完成的工作和创新点

碰撞辐射模型方面，首先分析了 SUNIST 真空室内存在的杂质气体原子和氦原子的电子与重粒子碰撞激发和电离过程速率系数，认为由于氦放电等离子体中杂质气体粒子含量少，且在 SUNIST 等离子体电子温度范围内碰撞激发和电离速率远小于电子碰撞的相应过程速率系数。这样 SUNIST 碰撞辐射模型中则可以忽略杂质粒子的影响。在碰撞辐射模型建立时，将氦原子分为基态、亚稳态和普通激发态、 He^+ 离子和 He^{2+} 离子四组分别建立不同的反应速率方程。碰撞辐射模型中使用了来自最新整理的氦原子反应截面数据。

课题着重研究了碰撞辐射模型中某反应速率系数不确定度至能级粒子数密度计算误差的传递和模型应包含的激发态能级数。通过对准稳态情况下，感兴趣能级粒子的主要产生过程进行分析，重新对感兴趣粒子能级列出速率方程，并通过推导给出了反应速率系数不确定度至激发态能级粒子数密度计算误差的传递函数。根据现有反应过程速率系数的精度给出了碰撞辐射模型计算的最大误差。另外，在碰撞辐射模型中包含至不同的最高主量子数壳层能级，通过对比研究，给出了结论：在碰撞辐射模型中最高包含至 $\max n = 7$ 壳层的激发态能级时，对于具有 SUNIST 参数的等离子体，碰撞辐射模型即可以给出具有可接受精度的计算结果。最后，给出了可用于 SUNIST 等离子体谱线比诊断的谱线比计算结果。

光谱诊断实验方面，首先在 SUNIST 上建立了一套包含两台单色仪在内的光谱诊断系统。实验前对两台单色仪的波长准确度、波长分辨率以及相对光强响应进行了标定。基于重复放电测量手段，对氦原子可将光波段的 9 条谱线进行了实验测量。利用谱线比 $r_{12} = I_{447.1}/I_{492.2}$ ， $r_{23} = I_2/I_{504.8}$ 获得了 SUNIST 氦放电等离子体的电子温度和密度参数，谱线比法与微波干涉仪诊断获得的电子密度参数可以相互吻合。在诊断参数下，利用其它的谱线测量结果计算出了氦等离子体中对激发态数密度的测量结果，将其与碰撞辐射模型的计算进行对比，进而对碰撞辐射模型进行了再次校验核对。最后，由谱线测量弦积分特性，且谱线辐射率与电子参数并非线性关系，在假设 SUNIST 电子参数为抛物线分布条件下，可以计算出谱线比法与微波干涉仪测量的电子密度比值。利用此比值，可以对放电过程中，SUNIST 等离子体电子密度分布变化进行定性的诊断。

本课题开展的创新性工作包括：

1) 给出了速率系数至激发态数密度计算误差的传递函数

此传递函数具有明确的物理意义，即该反应速率系数对应的过程占能级总产生速率的比例越重，速率系数不确定性的影响越明显；反应过程的逆过程粒子流速率会相应变化，则传递函数中会出现两倍的系数。利用此不确定性传递函数可以直接对反应速率系数精度提出具体要求，并在碰撞辐射模型中使用的速率系数精度确定后，可以直接估算出激发态粒子数密度计算误差的估计值。

2) 针对具有 SUNIST 电子参数的等离子体，对碰撞辐射模型做出了简化，建立了谱线比法诊断电子温度与密度的手段

由于反应速率系数不确定性限制，碰撞辐射模型中包含更多的激发态能级和反应过程并不能如预期那样给出更高精度的结果。在 SUNIST 氦等离子体参数范围下，本课题通过对比研究，认为模型包含至最高 $n = 7$ 壳层能级粒子时即可给出可接受的结果。

在 SUNIST 装置上完成了氦放电等离子体原子发射光谱的诊断工作。建立了谱线比法诊断氦等离子体电子密度和温度的手段。谱线比法诊断结果与其他诊断手段（如微波干涉仪）的结果可以互相吻合验证。此谱线比法可用于具有如下参数范围内，可忽略其它杂质影响的等离子体：

- $20 \text{ eV} < T_e < 300 \text{ eV}$
- $1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} < N_e < 2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

3) 为今后进一步丰富和深入光谱诊断研究内容提供了方向和参考

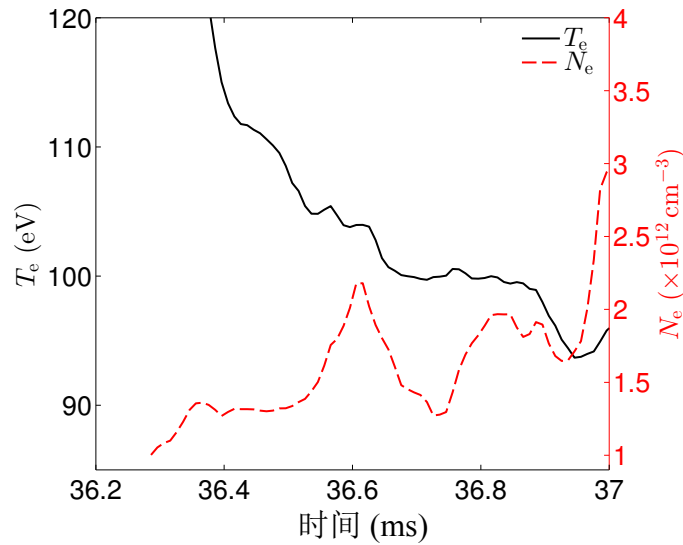
光谱辐射率与电子温度与密度参数并不呈线性关系，谱线比法获得的电子密度与微波干涉仪测量的弦平均电子密度呈现出一定的函数关系，根据此函数关系可以对放电过程中等离子体的电子密度空间分布演化进行定性诊断。研究中还观察到氦原子光谱强度信号与磁探针信号具有一致的涨落行为。这为今后进一步丰富和深入光谱诊断研究内容提供了方向和参考。

6.2 课题存在的不足和后续工作展望

SUNIST 上的光谱诊断工作还处于起始阶段，由于测量设备以及放电条件的限制，本课题的研究工作还存在很多不足之处。

1) 碰撞辐射模型的研究

本课题采用了碰撞辐射模型中反应速率方程的稳态解，只适用于 SUNIST 放电的平顶阶段。在放电起始电流爬升阶段，电离过程大于复合过程，等离子体的电子温度和电子密度处于快速变化之中，此时需要根据前一时刻的等离子体参数对碰撞辐射模型进行含时的迭代求解。等离子体中的电子受定向加热电场的加速，

图 6.1 本文谱线比法在电流上升段诊断的 T_e 和 N_e 结果

此时电子温度的分布也会出现高能部分。模型计算显示，等离子体中 10% 的高能电子既可以将诊断结果完全改变^[59]（尤其是当放电起始阶段，此时的电子温度仍然较低），此时诊断获得的电子温度参数将与高能电子的温度相同。如图 6.1 所示，使用稳态情况下的碰撞辐射模型诊断的 T_e 在放电起始阶段处于一直下降的趋势，可能就是由高能电子部分引起的。在放电结束阶段，欧姆场逐步失去加热能力，此时复合过程大于电离过程，亚稳态的作用也可能会变得更加突出。碰撞辐射模型中需要对此进行特殊考虑。在后期的研究工作中，可以结合静电探针和微波干涉仪对电子密度的诊断结果，对碰撞辐射模型进行随时间变化的求解，将有可能把基于稳态碰撞辐射模型的谱线比法适用范围扩展至放电起始和结束阶段。

2) 光谱分析方面

本工作只使用了谱线的强度信息，利用谱线的展宽和波长位移可以进行等离子体相应离子温度和旋转速度的诊断。对于 SUNIST 等离子体，各参数估计如表 6.1 所示。在此参数下常见谱线的各种展宽机制的估算结果如表 6.2 所示。可见，对于 SUNIST 等离子体多普勒展宽效应是对谱线线形影响的主要因素，以此我们可以测量原子温度。现阶段 SUNIST 上使用的单色仪在入口和出口狭缝均为 $10\mu\text{m}$ 时的分辨率为 0.05 \AA ，如果谱线辐射足够强，信噪比可以保证的情况下，勉强可以测量等离子体中原子的旋转。氢巴尔默线系极限落在单色仪的测量范围之内，此线系的高阶激发态谱线辐射的斯塔克展宽测量也是可行的。在后面的工作中，可以在光谱仪出口接入多道光纤，每根光纤出口接入光电倍增管，这样可以实现谱线线形随时间变化的测量，由此获得与谱线线形相关的等离子体参数信息。

3) 无空间分辨诊断能力

本课题开展的光谱实验为赤道面上的单通道测量，不具备空间分辨诊断能力。

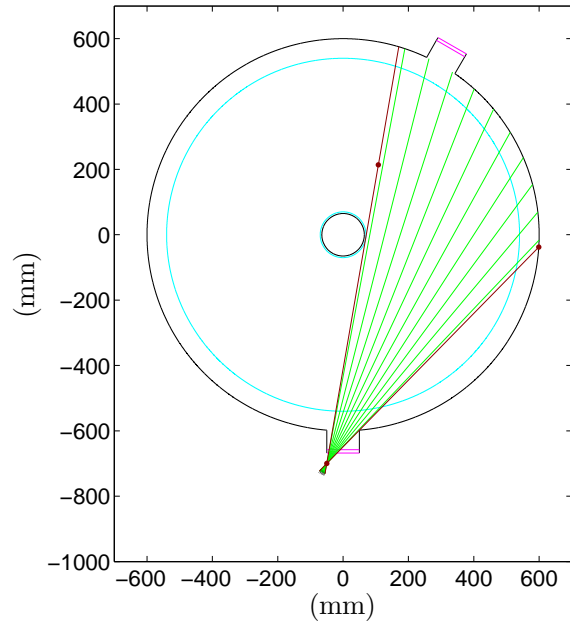
表 6.1 SUNIST 放电等离子体的参数估计

gas	$n_e (/m^3)$	T_e (eV)	T_i (eV)	V_i (km/s)	B_t (T)
H ₂	5.0E+18	100	20	5	0.15
He	5.0E+18	100	20	3	0.15

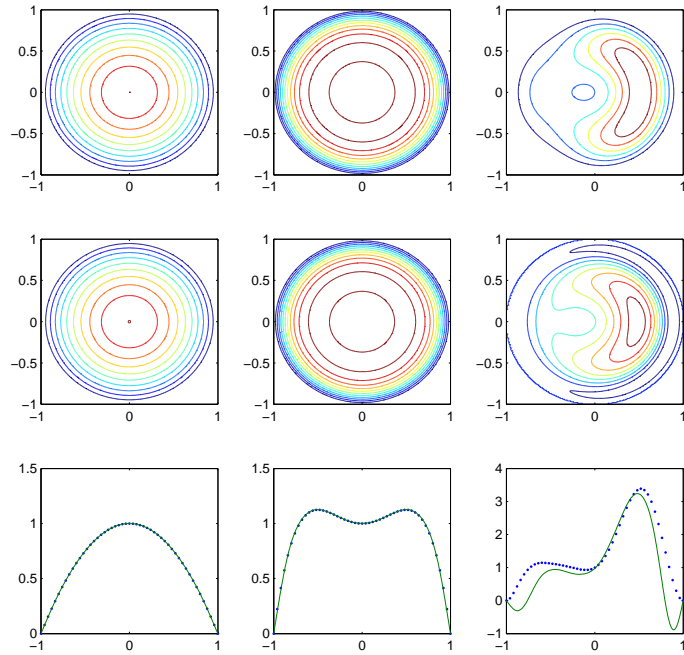
表 6.2 SUNIST 等离子体谱线的各线形展宽和波长位移机制估算（单位：Å）

$\Delta\lambda_D$: 多普勒展宽 FWHM; $\delta\lambda_D$: 多普勒位移;
 $\Delta\lambda_S$: 斯塔克展宽 FWHM; $\Delta\lambda_Z$: 赛曼分裂。

谱线	$\Delta\lambda_D$	$\delta\lambda_D$	$\Delta\lambda_S$	$\Delta\lambda_Z$
H $_{\alpha}$	2.25	0.11	0.01	0.03
H $_{\beta}$	1.67	0.08	0.06	0.02
H $_{\gamma}$	1.49	0.07	0.07	0.01
H $_{\delta}$	1.41	0.07	0.13	0.01
H $_{7-2}$	1.36	0.07	0.20	0.01
H $_{8-2}$	1.34	0.06	0.25	0.01
H $_{\infty-2}$	1.26	0.06	-	0.01
He 388.9	1.34	0.04	0.01	0.01
He 501.6	1.72	0.05	0.02	0.02
He 587.6	2.02	0.06	0.01	0.02
He 667.8	2.29	0.07	0.02	0.03
He 706.5	2.43	0.07	0.02	0.03
He 728.1	2.50	0.07	0.03	0.04



(a) 赤道面 10 通道测量路径优化



(b) 空间反演重建预研结果。第一列为对称分布；第二列为中空对称分布；第三列为非对称分布。第一行为假设分布参数等高线图；第二行为重建结果；第三行为水平中心线的假设分布与重建结果的对比，点为假设的分布，线为重建结果。

图 6.2 SUNIST 中多通道光谱诊断测量预研

在将来的工作中，可以在赤道面内安装具有多道测量能力的光电二极管阵列，并通过计算机断层重建技术实现赤道面内等离子体的光谱辐射率的空间分布测量，进而使用本文建立的谱线比法获得等离子体参数的空间分布诊断测量。我们对这种测量技术进行了预研，如图 6.2(a) 所示为在赤道面采用 10 通道光电二极管阵列测量时的最佳优化测量路径设计图。图 6.2(b) 所示为在不同的等离子体参数分布假设下，使用基于空间傅立叶-贝塞尔展开 (Fourier-Bessel Basis Expansions) 技术^[118-121]对三种不同等离子体参数假设分布情况的重建结果。

4) 光谱诊断工作的丰富和深入

由图 5.4 可见，原子谱线信号与等离子体磁信号具有一致的涨落信息。这说明对原子谱线辐射的分析可能会成为诊断等离子体磁流体力学行为的手段。在未来的研究中可以尝试在不同的位置同时测量等离子体的谱线辐射，尝试使用与磁探针信号相同的方法^[115]分析其信号。这将会成为未来丰富和深入光谱诊断工作的突破口。

参考文献

- [1] Fujita T, Kamada Y, Ishida S, et al. High performance experiments in JT-60U reversed shear discharges. *Nuclear Fusion*, 1999, 39(11Y):1627.
- [2] Keilhacker M, Gibson A, Gormezano C, et al. High fusion performance from deuterium-tritium plasmas in JET. *Nuclear Fusion*, 1999, 39(2):209.
- [3] Keilhacker M, Gibson A, Gormezano C, et al. The scientific success of JET. *Nuclear Fusion*, 2001, 41(12):1925.
- [4] Gray D S, Luckhardt S C, Chousal L, et al. Time resolved radiated power during tokamak disruptions and spectral averaging of AXUV photodiode response in DIII-D. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(2):376–381.
- [5] Mast K F, Krause H, Behringer K, et al. Bolometric diagnostics in JET. *Review of Scientific Instruments*, 1985, 56(5):969–971.
- [6] Mandl W, Wolf R C, Hellermann M G, et al. Beam emission spectroscopy as a comprehensive plasma diagnostic tool. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1993, 35(10):1373.
- [7] Zhou Q, Wan B N, Wu Z W, et al. The carbon impurity particle transport in ohmic discharges on the HT-7 tokamak. *Chinese Physics*, 2005, 14(12):2539.
- [8] Angioni C, Fable E, Greenwald M, et al. Particle transport in tokamak plasmas, theory and experiment. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(12):124017.
- [9] Boivin R F, Kline J L, Scime E E. Electron temperature measurement by a helium line intensity ratio method in helicon plasmas. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(12):5303–5314.
- [10] Ralchenko Y, Janev R, Kato T, et al. Electron-impact excitation and ionization cross sections for ground state and excited helium atoms. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2008, 94(4):603 – 622.
- [11] Ralchenko Y V, Janev R K, Kato T, et al. Cross Section Database for Collision Processes of Helium Atom with Charged Particles. I. Electron Impact Processes. Technical report, National Institute for Fusion Science (NIFS), Oct., 2000. <http://www.nifs.ac.jp/report/nifs-data059.html>.
- [12] Schmitz O, Beigman I L, Vainshtein L A, et al. Status of electron temperature and density measurement with beam emission spectroscopy on thermal helium at TEXTOR. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, 50(11):115004.
- [13] O’ Mullane M, Anderson H, Andrew Y, et al. Diagnostics Based on Helium Neutral Beams in ITER. In: Stott P, Wootton A, Gorini G, et al., (eds.). *Proceedings of Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion*. Springer US, 2002: 67–70.
- [14] Goto M. Determination of the hydrogen and helium ion densities in the initial and final stages of a plasma in the Large Helical Device by optical spectroscopy. *Phys. Plasmas*, 2003, 10(5):1402.
- [15] Schweer B, Mank G, Pospieszczyk A, et al. Electron temperature and electron density profiles measured with a thermal He-beam in the plasma boundary of {TEXTOR}. *Journal of Nuclear Materials*, 1992, 196–198(0):174 – 178.

-
- [16] Davies S J, Morgan P D, Ul'Haq Y, et al. Parallel electron temperature and density gradients measured in the JET MkI divertor using thermal helium beams. *Journal of Nuclear Materials*, 1997, 241-243:426–432.
- [17] Optimized instrumentation for edge Te and ne measurements on COMPASS-D tokamak from He I line intensity ratios, volume 70. AIP, 1999.
- [18] Hidalgo A. Multipulse supersonic helium beam diagnostic in the TJ-II stellarator. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(10):3478.
- [19] Ahn J W, Craig D, Fiksel G, et al. Emission intensities and line ratios from a fast neutral helium beam. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(8):083301–11.
- [20] Iida Y. Application of optical emission spectroscopy for He I considering the spatial structure of radiation trapping in MAP-II divertor simulator. *Rev. Sci. Instrum.*, 2010, 81(10):10E511.
- [21] Sovie R J. Spectroscopic Determination of Electron Temperature and Percentage Ionization in a Helium Plasma. *Physics of Fluids*, 1964, 7(4):613–614.
- [22] De Vries R F, Mewe R. Spectroscopic Determination of Electron Temperature in a Helium Plasma. *Physics of Fluids*, 1966, 9(2):414–415.
- [23] Mewe R. Note on the singlet and triplet population in helium. *British Journal of Applied Physics*, 1966, 17(9):1239.
- [24] Summers H P. Atomic Data and Analysis Structure (ADAS) User Manual. University of Strathclyde, UK, 2.6 ed., 2004.
- [25] Fujimoto T. A collisional-radiative model for helium and its application to a discharge plasma. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1979, 21(5):439–455.
- [26] Goto M, Fujimoto T. Collisional-radiative model for helium and its application to a tokamak plasma. *Fusion engineering and design*, 1997, 34-35(0):759–762.
- [27] Sasaki S, Takamura S, Watanabe S, et al. Helium I line intensity ratios in a plasma for the diagnostics of fusion edge plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 1996, 67(10):3521–3529.
- [28] Kubo H, Goto M, Takenaga H, et al. Study of Intensity Ratios of He I Line (668 nm, 706 nm and 728 nm) for Measurement of Electron Temperature and Density in JT-60U Divertor Plasma. *Journal of Plasma and Fusion Research*, 1999, 75(8):945–966.
- [29] Ohno N, Miyamoto K, Kodama K, et al. 2D Measurement of Edge Plasma Dynamics by Using High-Speed Camera Based on HeI Line Intensity Ratio Method. *Contributions to Plasma Physics*, 2010, 50(10):962–969.
- [30] Ma S, Howard J, Blackwell B D, et al. Measurements of electron density and temperature in the H-1 heliac plasma by helium line intensity ratios. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(3):033102.
- [31] Summers H P, Hellermann M, Herr F J, et al. Requirements for collision data on the species helium, beryllium and boron in magnetic confinement fusion. *Proceedings of Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion (Suppliment to the Journal Nuclear Fusion)* Volume 3, IAEA, Vienna, 1992.
- [32] Boivin R F, Loch S D, Ballance C P, et al. Line ratio diagnostics in helium and helium seeded argon plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 2007, 16(3):470.

- [33] Andrew Y, O'Mullane M G. Sensitivity of calculated neutral helium line intensities and their ratios to uncertainties in excitation rate coefficients. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2000, 42(3):301.
- [34] 李赞良, 王文书, 李文莱, 等. CT-6B 托卡马克装置上电流上升阶段电子温度的光谱测量. *物理学报*, 1989, 38(4):637–644.
- [35] 赵庆勋, 李赞良, 郑少白. CT-6B 托卡马克装置上电流上升阶段电子温度的光谱测量. *物理学报*, 1997, 46(1):94–100.
- [36] Jian-kun L, Zhen-wei W, Bao-nian W, et al. H_{α}/D_{α} Measurements Based on Photo Diode Array in the HT-7 Tokamak. *Plasma Science and Technology*, 2001, 3(5):997.
- [37] Qian Z, Bao-Nian W, Zhen-Wei W, et al. The carbon impurity particle transport in ohmic discharges on the HT-7 tokamak. *Chinese Physics*, 2005, 14(12):2539.
- [38] Yuejiang S, Jia F, Yingying L, et al. Charge Exchange Recombination Spectroscopy Based on Diagnostic Neutral Beam in HT-7 Tokamak. *Plasma Science and Technology*, 2010, 12(1):11.
- [39] Kaiyun C, Liqun H, Yue D, et al. Soft X-ray Tomography on HT-7. *Plasma Science and Technology*, 2009, 11(4):472.
- [40] Feng X, Zhuang G, Yang Z, et al. Observation of inverse sawtooth activity on central soft X-ray emission during impurity injection in the J-TEXT tokamak. *Physics Letters A*, 2013, 377(41):2959 – 2965.
- [41] Cui Z, Morita S, Fu B, et al. Space-resolved vacuum ultraviolet spectrometer system for edge impurity and temperature profile measurement in HL-2A. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(4):043503.
- [42] Liu S C, Shao L M, Zweben S J, et al. New dual gas puff imaging system with up-down symmetry on experimental advanced superconducting tokamak. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(12):123506.
- [43] Xu G, Shao L, Liu S, et al. Study of the L–I–H transition with a new dual gas puff imaging system in the EAST superconducting tokamak. *Nuclear Fusion*, 2014, 54(1):013007.
- [44] Zhu X M, Pu Y K. Optical emission spectroscopy in low-temperature plasmas containing argon and nitrogen: determination of the electron temperature and density by the line-ratio method. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, 43(40):403001.
- [45] 朱悉铭. 低温等离子体的发射光谱诊断与碰撞辐射模型研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2009.
- [46] Wang W H, He Y X, Gao Z, et al. Edge plasma electrostatic fluctuation and anomalous transport characteristics in the Sino-united spherical tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2005, 47(1):1.
- [47] He Y X. A Research Program of Spherical Tokamak in China. *Plasma Science and Technology*, 2002, 4(4):1355.
- [48] Wiese W L, Smith M W, Glennon B M. Atomic transition probabilities. Washington, D.C.: US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1966.
- [49] Kolb A C, McWhirter R W P. Ionization Rates and Power Loss from θ -Pinches by Impurity Radiation. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 1964, 7(4):519–531.

- [50] Johnson L C. Approximations for collisional and radiative transition rates in atomic hydrogen. *The Astrophysical Journal*, 174.
- [51] Kramida A, Ralchenko Y, Reader J, et al. NIST Atomic Spectra Database (version 5.0). <http://physics.nist.gov/asd>.
- [52] Holstein T. Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. *Phys. Rev.*, 1947, 72:1212–1233.
- [53] Holstein T. Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II. *Phys. Rev.*, 1951, 83:1159–1168.
- [54] Phelps A V. Effect of the Imprisonment of Resonance Radiation on Excitation Experiments. *Phys. Rev.*, 1958, 110:1362–1368.
- [55] Drawin H W, Emard F. Optical Escape Factors for Bound-bound and Free-bound Radiation from Plasmas. I. Constant Source Function. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 1973, 13(3):143–168.
- [56] He J, Zhang Q. The calculation of the resonance escape factor of helium for Lorentzian and Voigt profiles. *Physics Letters A*, 2006, 359(4):256 – 260.
- [57] Menhart S. On the applicability of fast neutral He beams for fusion plasma diagnostics[D]. Vienna, Austria: Vienna University of Technology, 2000.
- [58] 项志遴, 俞昌旋. 高温等离子体诊断技术. 上海: 上海科学技术出版社, 1982.
- [59] Sasaki S, Goto M, Kato T, et al. Line Intensity Ratios of Helium Atom in an Ionizing Plasma. Technical report, National Institute for Fusion Science (NIFS), Oct., 1998. <http://www.nifs.ac.jp/report/nifs-data049.html>.
- [60] Burgos J M M, Schmitz O, Loch S D, et al. Hybrid time dependent/independent solution for the He I line ratio temperature and density diagnostic for a thermal helium beam with applications in the scrape-off layer-edge regions in tokamaks. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(1):012501.
- [61] Shah M B, Elliott D S, McCallion P, et al. Single and double ionisation of helium by electron impact. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 1988, 21(15):2751.
- [62] Long D R, Geballe R. Electron-Impact Ionization of He($2s^3S$). *Phys. Rev. A*, 1970, 1:260–265.
- [63] Dixon A J, Harrison M F A, Smith A C H. A measurement of the electron impact ionization cross section of helium atoms in metastable states. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1976, 9(15):2617.
- [64] Fursa D V, Bray I. Convergent close-coupling calculations of electron - helium scattering. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 1997, 30(4):757.
- [65] Sawey P, Berrington K. Collision Strengths from a 29-State R-Matrix Calculation on Electron Excitation in Helium. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1993, 55(1):81 – 142.
- [66] Fujimoto T. Semi-empirical Cross Sections and Rate Coefficients for Excitation and Ionization by Electron Collision and Photoionization of Helium. Technical report, National Institute for Fusion Science (NIFS), Jul., 1978. IPPJ-AM-8.
- [67] Janev R, Bobeldijk C, Weil J W, et al. Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, Vol 3. Technical report, IAEA, Vienna, Nov., 1992.
- [68] Heer F J. Critically Assessed Electron-Impact Excitation Cross Sections for He(1^1S). Technical report, 1998.

- [69] Kato T, Itikawa Y, Sakimoto K. Compilation of Excitation Cross Sections for He Atoms by Electron Impact. Technical report, National Institute for Fusion Science (NIFS), Mar., 1992. <http://www.nifs.ac.jp/report/nifs-data015.html>.
- [70] Delabie E, Brix M, Giroud C, et al. Consistency of atomic data for the interpretation of beam emission spectra. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2010, 52(12):125008.
- [71] B B. Modellierung von Helium-Atomstrahlen und ihr Einsatz zur Plasmadiagnostik der Tokamakrandschicht[D]. Bochum, Germany: Ruhr-Universität, 1993.
- [72] Griem H. Plasma spectroscopy. New York: McGraw-Hill, 1964: 129.
- [73] Anderson H. COLLISIONAL-RADIATIVE MODELLING OF NEUTRAL BEAM ATTENUATION AND EMISSION[D]. Glasgow, UK: THE UNIVERSITY OF STRATHCLYDE, 1999.
- [74] Isler R. Impurities in Tokamaks. *Nuclear Fusion*, 1984, 24(12):1599–1678.
- [75] Lieberman M, J L A. Principles of plasma discharge and materials processing. New York: Wiley, 2005.
- [76] Burgess A, Tully J A. On the Analysis of Collision Strengths and Rate Coefficients. *Astronomy and Astrophysics*, 254.
- [77] Seaton M J. Electron Excitation of Forbidden Lines Occurring in Gaseous Nebulae. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 1953, 218(1134):400–416.
- [78] http://people.sc.fsu.edu/~jburkardt/m_src/gen_laguerre_rule/gen_laguerre_rule.html.
- [79] http://en.wikipedia.org/wiki/Gauss%E2%80%93Laguerre_quadrature.
- [80] Verner D A, Ferland G J. Atomic Data for Astrophysics. I. Radiative Recombination Rates for H-like, He-like, Li-like, and Na-like Ions over a Broad Range of Temperature. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1996, 103:467.
- [81] Aldrovandi S M V, Pequignot D. Radiative and dielectronic recombination coefficients for complex ions. *Astronomy and Astrophysics*, 1973, 25:137.
- [82] Shull J M, Steenberg M V. The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1982, 48:95–107.
- [83] Arnaud M, Rothenflug R. An updated evaluation of recombination and ionization rates. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 1985, 60:425–457.
- [84] Summers H P, Dickson W J, O'Mullane M G, et al. Ionization state, excited populations and emission of impurities in dynamic finite density plasmas: I. The generalized collisional–radiative model for light elements. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2006, 48(2):263.
- [85] Chung H K, Chen M H, Morgan W L, et al. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 2005, 1:3–12.
- [86] I Bray, A Burgess, DV Fursa, et al. $\text{He}(1^1\text{S}, 2^3\text{S}, 2^1\text{S}, 2^3\text{P} \rightarrow n^{1,3}\text{L})$: Thermally averaged electron collision strengths for $n \leq 5$. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 2000, 146(3):481–498.

- [87] Sasaki S, Takamura S, Masuzaki S, et al. Helium I Line Intensity Ratios in a Plasma for the Diagnostics of Fusion Edge Plasmas. Technical report, National Institute for Fusion Science (NIFS), Mar., 1995. <http://www.nifs.ac.jp/report/nifs346.html>.
- [88] www.mdsplus.org.
- [89] Stillerman J A, Fredian T W, Klare K A, et al. MDSplus data acquisition system. Review of Scientific Instruments, 1997, 68(1):939–942.
- [90] Stillerman J, Fredian T W. The MDSplus data acquisition system, current status and future directions. Fusion engineering and design, 1999, 43(3-4):301–308.
- [91] <http://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Scientific/Documents/Mono/mseries.pdf>.
- [92] Sansonetti C J, Salit M L, Reader J. Wavelengths of spectral lines in mercury pencil lamps. Applied Optics, 1996, 35:74–77.
- [93] 谭熠, 何也熙, 解丽风, 等. SUNIST 装置的 ECW 辅助欧姆感应电流启动实验. 核聚变与等离子体物理, 2009, 29(2):121–125.
- [94] 谭熠. SUNIST 球形托卡马克上非感应电流启动与维持实验研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2008.
- [95] Yexi H, Liang Z, Lifeng X, et al. Preliminary Experiment of Non-Inductive Plasma Current Startup in SUNIST Spherical Tokamak. Plasma Science and Technology, 2006, 8(1):84.
- [96] Xie H, Gao Z, Tan Y, et al. Electron temperature and density determination in helium plasmas of SUNIST by using the optical emission spectrum line-ratio method. Proceedings of The Joint Meeting of 5th IAEA Technical Meeting on Spherical Tori & 16th International Workshop on Spherical Torus (ISTW2011) & 2011 US-Japan Workshop on ST Plasma, Toki, Japan, 2011.
- [97] Belyakov V A, Lobanov K M, Makarova L P, et al. Plasma initiation stage analysis in tokamaks with TRANSMAX code. Plasma Devices and Operations, 2003, 11(3):193–201.
- [98] Tan Y, Gao Z, Wang L, et al. Transient process of a spherical tokamak plasma startup by electron cyclotron waves. Nuclear Fusion, 2011, 51(6).
- [99] Carolan P G, Field A R, Meyer H, et al. H-mode Access Physics in MAST. Proceedings of 19th IAEA Fusion Energy Conference, Lyon, France, 2002.
- [100] Maingi R, Chang C S, Ku S, et al. Effect of gas fuelling location on H-mode access in NSTX. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2004, 46(5A):A305.
- [101] Chattopadhyay P, Pal R, Ray N, et al. Breakdown and preionization experiments in the SINP tokamak. Nuclear Fusion, 1996, 36(9):1205.
- [102] Fonseca A M M, Silva R P, Galvao R M O, et al. Gas breakdown in the TCABR Tokamak: Model, simulation and experimental results. AIP Conference Proceedings, 2001, 563(1):179–184.
- [103] <http://www.zhvacuum.com/ProductShow.asp?ID=165>.
- [104] <http://www.keyhigh.com/section1.pdf>.
- [105] Tan Y, Gao Z, Wang W H, et al. Diagnostic system in the SUNIST and future plan. Proceedings of The 1st A3 Foresight Workshop on Spherical Torus (ST), Seoul, Korea, 2013.

- [106] Kersevan R, Pons J L. Introduction to MOLFLOW+: New graphical processing unit-based Monte Carlo code for simulating molecular flows and for calculating angular coefficients in the compute unified device architecture environment. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 2009, 27(4):1017–1023.
- [107] Molflow+, A Monte-Carlo Simulator package developed at CERN, <http://test-molflow.web.cern.ch/>.
- [108] Seo S H, Kim H, Kim K, et al. Korea superconducting tokamak advanced research vacuum and gas puffing system. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(11):116103–116103–3.
- [109] Ma S, Howard J, Thapar N. Relations between light emission and electron density and temperature fluctuations in a helium plasma. *Physics of Plasmas*, 2011, 18:083301.
- [110] White A E, Schmitz L, McKee G R, et al. Measurements of core electron temperature and density fluctuations in DIII-D and comparison to nonlinear gyrokinetic simulations. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(5):056116.
- [111] Sechrest Y, Munsat T, D’Ippolito D A, et al. Flow and shear behavior in the edge and scrape-off layer of L-mode plasmas in National Spherical Torus Experiment. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(1):012502.
- [112] Zweben S, McChesney J, Gould R. Optical imaging of edge turbulence in the caltech tokamak. *Nuclear Fusion*, 1983, 23:825–830.
- [113] Endler M, Niedermeyer H, Giannone L, et al. Measurements and modelling of electrostatic fluctuations in the scrape-off layer of ASDEX. *Nuclear Fusion*, 1995, 35:1307–1339.
- [114] Fujimoto T, Sawada K, Takahata K, et al. Spectroscopic determination of hydrogen and electron densities in plasma in the ionizing phase: Application to WT-III. *Nuclear Fusion*, 1989, 29(9):1519.
- [115] 曾龙. SUNIST 球形托卡马克磁流体力学平衡反演和不稳定性研究 [博士学位论文]. 北京: 清华大学, 2010.
- [116] Elahi A S, Ghoranneviss M. Determination of tokamak plasma displacement based on vertical field coil characteristics. *Fusion Engineering and Design*, 2011, 86(4–5):442 – 445.
- [117] Soltwisch H. Plasma position detection and control in the TEXTOR tokamak by means of a far-infrared interferometer/polarimeter. *Nuclear Fusion*, 1983, 23(12):1681.
- [118] Cormack A M. Representation of a Function by Its Line Integrals, with Some Radiological Applications. *Journal of Applied Physics*, 1963, 34(9):2722–2727.
- [119] Cormack A M. Representation of a Function by Its Line Integrals, with Some Radiological Applications. II. *Journal of Applied Physics*, 1964, 35(10):2908–2913.
- [120] Wang L, Granetz R S. A simplified expression for the Radon transform of Bessel basis functions in tomography. *Review of Scientific Instruments*, 1991, 62(3):842–843.
- [121] Huailin R, Baonian W, Zhenwei W, et al. A New Improvement Method of Abel Inversion. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2004, 25(3):489–501.

致 谢

论文完成之际，回想读博历程。实验进展顺利时的欣喜若狂，理论计算无处入手时的绝望焦躁，熬到深夜周围的一片寂静……一幕幕浮上心头。学习工作中等到了很多人的帮助、支持与鼓励，感激之情无法用语言表达。这里我想用最笨拙的语言表达心中最真挚的感谢。

感谢导师高喆教授给予的教导、支持与帮助。课题研究工作中，高老师给我提出了很多建设性意见，为我明确研究方向提供了指引。并在论文形成撰写过程中付出了很多心血。

感谢蒲以康老师、王文浩老师、谭熠老师、解丽凤老师给予的支持、教导、帮助与鼓励，从他们那里我学到了很多实验方法和技巧。

感谢王龙老师、杨宣宗老师和冯春华老师的关心、爱护与帮助。自本科大学生研究计划开始他们就一直在为我的工作提供帮助和建议，并给予了很多人关系和爱护。

感谢张良、曾龙、赵爱慧、刘阳青、姜艳铮、柴松以及其他师兄师姐的帮助与在实验室的陪伴。

感谢工物系、西南物理研究院、等离子体物理研究所、工程物理研究院给予过我帮助的所有老师和同学。

感谢工作中在仪器制作、安装和调试中给过帮助的所有相关工程技术人员。

感谢我的父母的爱护与支持。尤其感谢张英女士，她的陪伴、支持与照顾是我支持下去的动力。

转眼间何也熙老师离开我们已经 6 年的时间，他为人和蔼，工作敬业，是我学习的榜样。再次对何老师表示深切怀念。

感谢我学习生活中出现过的所有人士。

本课题得到了国家自然科学基金（批准号：10990214、11175103、11261140327、11075092、11005067）和国际热核聚变实验堆（ITER）计划专项课题（批准号：2013GB112001）的资助，在此一并致谢。

感谢 ThuThesis，它的存在让我的论文写作轻松自在了许多，让我的论文格式规整漂亮了许多。

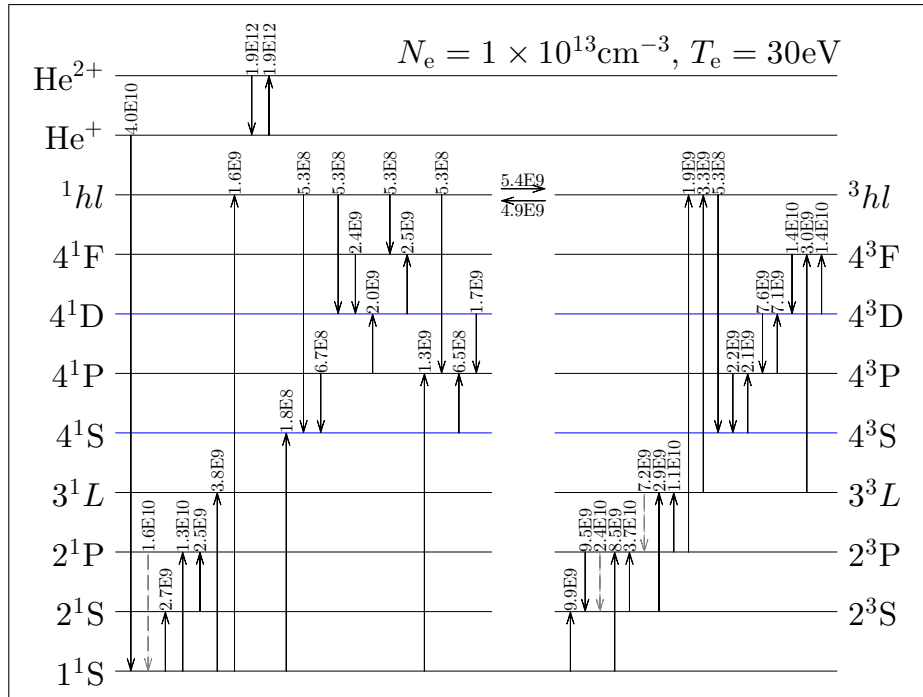
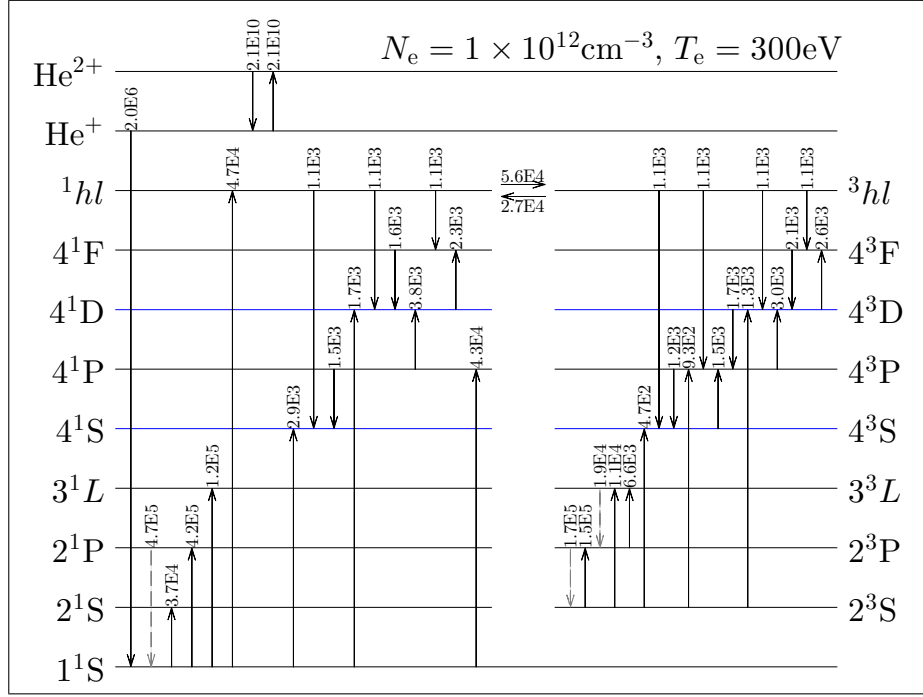
声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____ 日 期：_____

附录 A 各激发态能级的主要产生过程

这里给出与第 3.2.1 节不同的其他 n_e 与 T_e 条件下, 各激发态能级的主要产生过程图。



附录 B 速率系数不确定性传递函数的推导

图 B.1–图 B.8 分别给出本工作使用的碰撞辐射模型中，多种反应速率系数的不确定性传递函数计算结果。

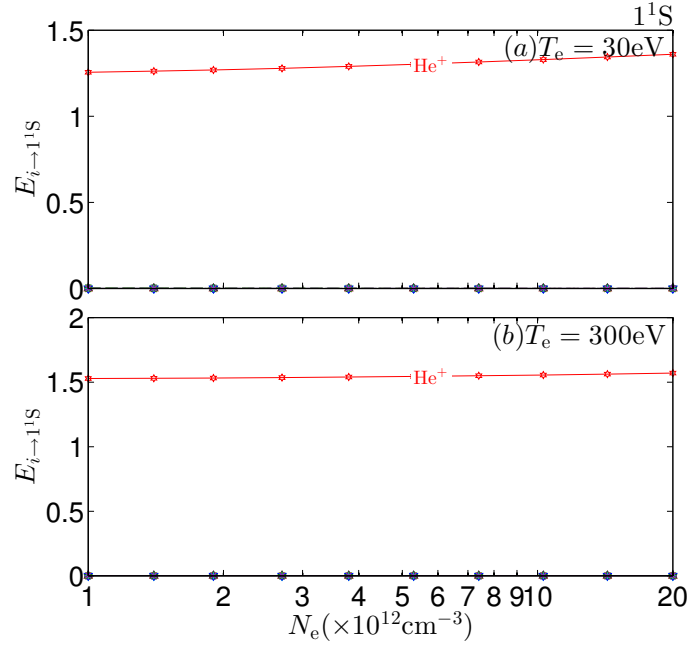


图 B.1 所有能级至基态 1^1S 直接产生过程速率系数的不确定性传递函数

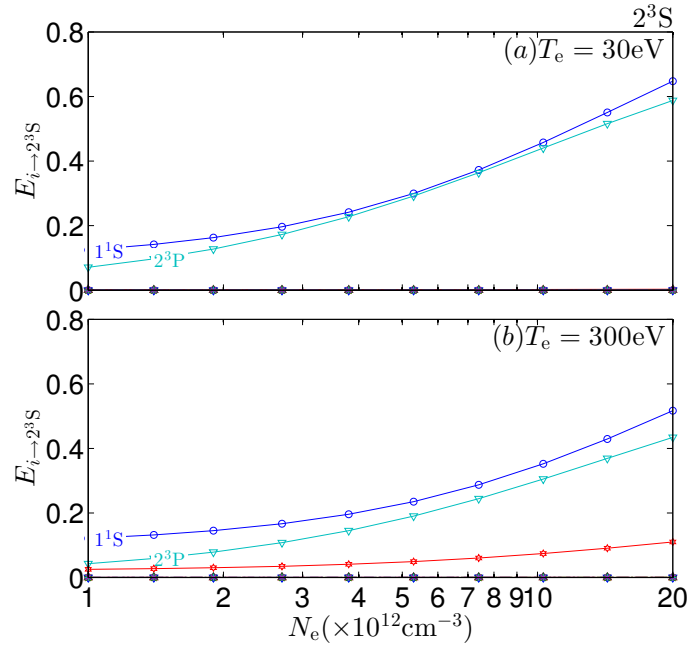
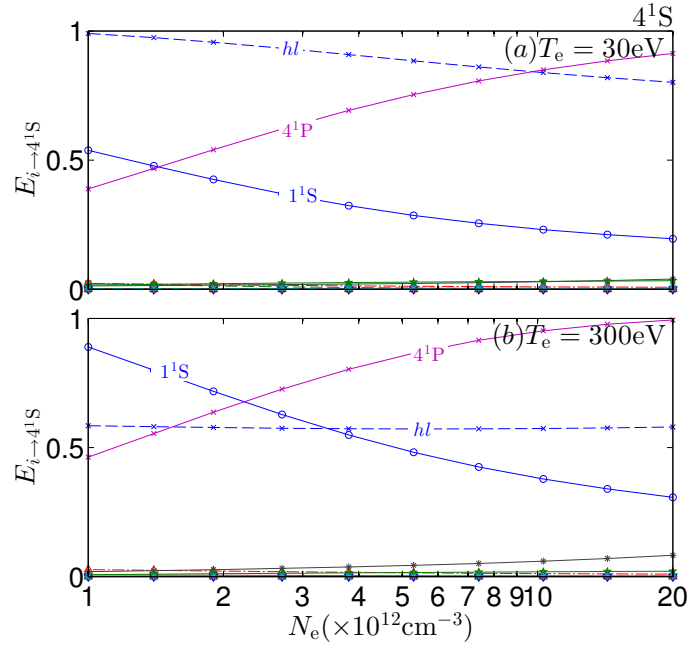
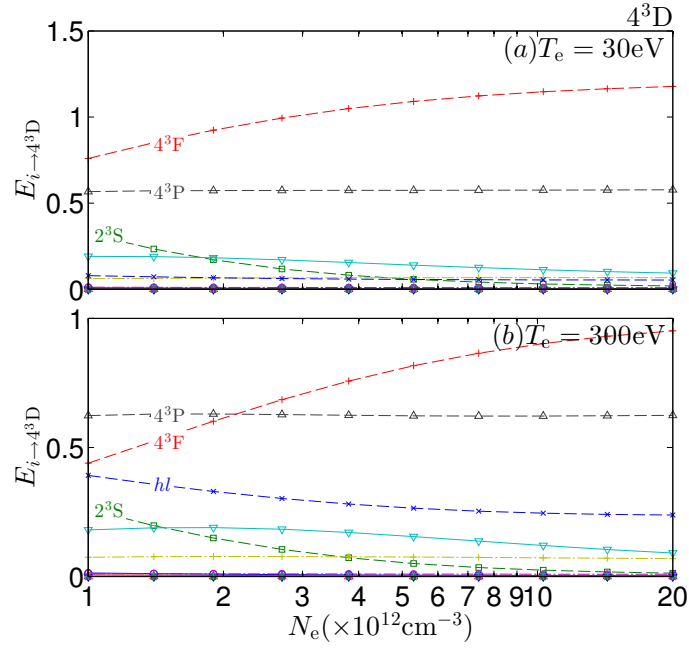
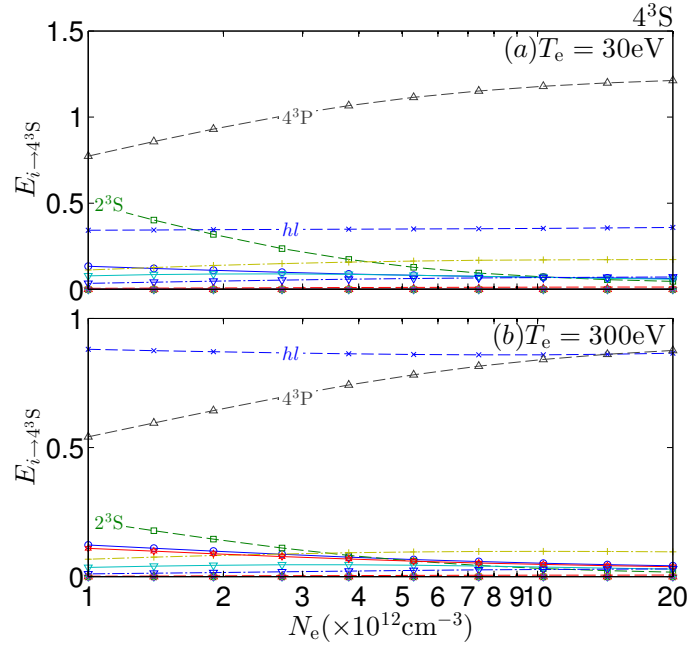
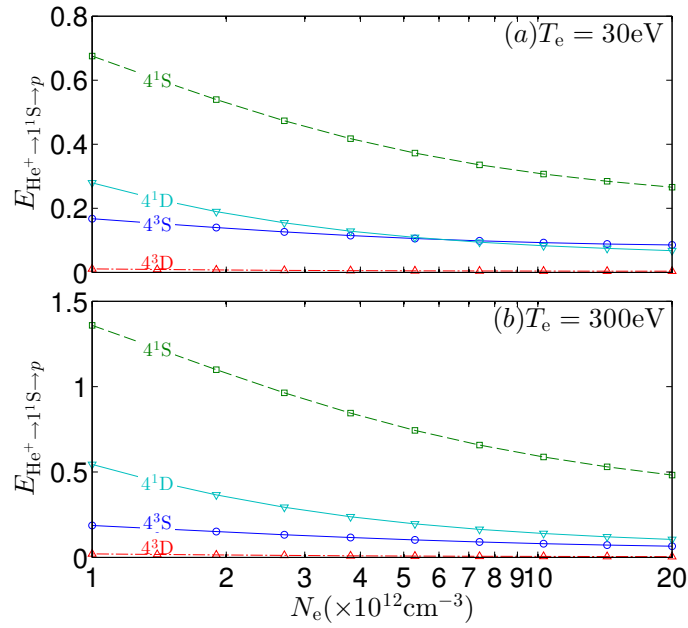
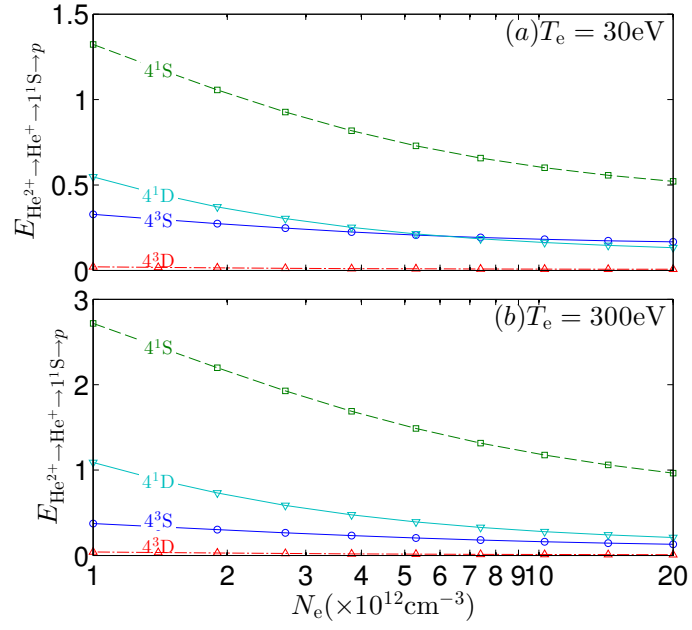
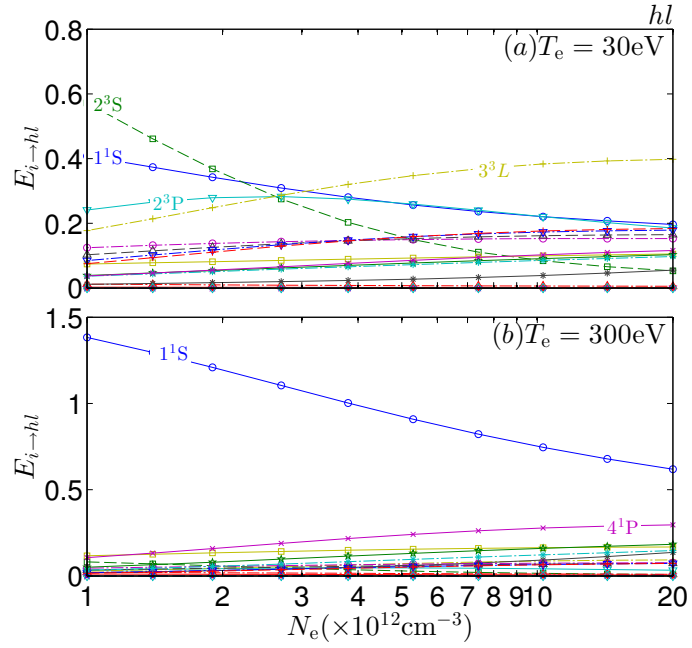


图 B.2 所有能级至亚稳态 2^3S 直接产生过程速率系数的不确定性传递函数


 图 B.3 所有能级至 4^1S 能级直接产生过程速率系数的不确定性传递函数

 图 B.4 所有能级至 4^3D 能级直接产生过程速率系数的不确定性传递函数


 图 B.5 所有能级至 4^3S 能级直接产生过程速率系数的不确定性传递函数

 图 B.6 所有能级至 He^+ 离子复合到基态能级 1^1S 的速率系数不确定性经二级反应过程至 $n = 4$ 能级的传递函数


 图 B.7 He^{2+} 离子复合到 He^+ 的速率系数经三级级反应过程至 $n = 4$ 能级的传递函数

 图 B.8 其他能级至 $n \geq 5$ 高能级 hl 速率系数的传递函数

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1984 年 2 月 10 日出生于河北省深州市。

2002 年 9 月考入中国科学技术大学近代物理系，2006 年 7 月本科毕业并获得理学学士学位。

2006 年 9 月免试进入清华大学工程物理系攻读博士学位至今。

发表的学术论文

- [1] Huiqiao Xie, Zhe Gao, Yi Tan, et al. Electron temperature and density determination in helium plasmas of SUNIST using the optical emission spectrum line-ratio method. The Joint Meeting of 5th IAEA Technical Meeting on Spherical Tori & 16th International Workshop on Spherical Torus (ISTW2011) & 2011 US-Japan Workshop on ST Plasma, 2011: Toki.
- [2] Xie Huiqiao, Tan Yi, Ke Rui, et al. Analysis of the gas puffing performance for improving the repeatability of Ohmic discharges in the SUNIST spherical tokamak. In press. (已被 Plasma Science and Technology 录用. SCI 源刊.)
- [3] 谢会乔, 谭熠, 刘阳青, 等. SUNIST 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. (已被《物理学报》录用. SCI 源刊.)