

分类号_____

学校代码 10487

学号 D202280684

密级_____

华中科技大学

博士学位论文

(学术型 专业型)

托卡马克等离子体与器壁自组织杂质
辐射效应对密度极限的影响

学位申请人： 刘家兴

学科专业： 电气工程

指导老师： 朱平 教授

答辩日期： 2026年05月08日

答辩委员会

	姓名	职称	单位
主席	李国强	研究员	中科院等离子体物理研究所
委员	陈伟	研究员	核工业西南物理研究院
	周登	研究员	中科院等离子体物理研究所
	张明	教授	华中科技大学
	丁永华	教授	华中科技大学

**A Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of The
Requirements for The Degree of Doctor of Engineering**

**Impurity radiation effects of plasma-wall
self-organization on the density limit
in tokamak plasmas**

Ph.D. Candidate : Jiaying Liu

Major : Electrical Engineering

Supervisor : Prof. Ping Zhu

Huazhong University of Science and Technology

Wuhan 430074, P. R. China

May, 2026

独创性声明

本人声明所提交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权华中科技大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本论文属于 保 密 ， 在_____年解密后适用本授权书。
 不保密 。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

指导教师签名：

日期： 年 月 日

摘要

磁约束核聚变研究中，提升聚变功率并实现自持燃烧始终是核心目标之一。根据劳森判据，实现自持燃烧要求等离子体温度、密度和能量约束时间的乘积达到一定阈值，而聚变反应功率随等离子体密度增加呈平方增长，因此获得足够高的等离子体密度至关重要。然而，大量实验和理论研究表明，托卡马克等离子体密度存在上限，超过该极限后往往会触发大破裂，导致放电终止，甚至损伤第一壁，因而提高密度极限对装置稳定安全运行具有重要意义。长期以来，Greenwald 密度极限定标律 $n_G \propto I_p/\pi a^2$ 为工程运行和聚变装置设计提供了重要参考，但难以解释密度极限对加热功率等参数的依赖。围绕密度极限这一问题，已提出杂质诱导热收缩、功率平衡、热阻撕裂模、湍流主导的剪切层塌缩和等离子体-器壁自组织（PWSO）等多种理论。总体来看，过强的杂质辐射被普遍认为是触发密度极限的重要原因之一，而等离子体-器壁相互作用又是杂质的重要来源之一。因此，研究等离子体-器壁相互作用对密度极限的影响及其调控方法，对于深化密度极限物理认识和支撑聚变装置高密度运行具有重要意义。

本文围绕 PWSO 杂质辐射理论，系统研究了 PWSO 效应对密度极限的影响，并将相关研究推广至燃烧等离子体参数区间。首先，本文基于 PWSO 理论提出了“提高启动阶段预充气量和电子回旋共振加热（ECRH）功率，从而提升密度极限”的实验方案，并在 J-TEXT 装置上进行了验证。实验结果表明，该方案能够降低杂质辐射并提高密度极限，且与 PWSO 理论预测定量符合，首次验证了 PWSO 模型的有效性。受限于 J-TEXT 装置碳壁的化学溅射特性，其实验参数仍位于 PWSO 理论预测的密度极限区。在此基础上，本文在金属壁托卡马克装置 EAST 上验证了上述实验方案提升密度极限的有效性，实现了高达 1.30-1.65 倍 Greenwald 密度极限的运行，首次证实了 PWSO 模型所预测密度自由区的存在。

在对 PWSO 进行跨装置验证的基础上，本文基于 PWSO 理论以及粒子和能量守恒定律，解析推导了密度极限对加热功率的依赖关系。理论预测与托卡马克装置 ASDEX 及仿星器装置 W7-AS 实验数据定量吻合，为托卡马克和仿星器中的密度极限现象提供了统一的物理解释。上述加热功率依赖关系还被推广到包含 α 粒子加热和氦灰辐射等效应的燃烧等离子体参数区间，用于预测相应的密度极限关系和点火

华中科技大学博士学位论文

条件。在 0 维和 1 维分析的基础上，本文发展了 1.5 维集成模拟程序中的 PWSO 模块，用于研究在包含输运、平衡剖面等更丰富物理过程条件下，PWSO 效应对等离子体密度极限的影响。最后，基于包含 PWSO 模块的集成模拟程序，本文分析并获得了 CFETR 设计参数下的密度极限随关键物理参数变化的依赖关系，为未来聚变堆高密度运行方案设计提供了理论依据和模拟支撑。

关键词：托卡马克；自组织；密度极限；杂质辐射；等离子体-器壁相互作用

Abstract

In magnetic confinement fusion research, increasing fusion power and achieving self-sustained burning have always been among the central goals. According to the Lawson criterion, this requires the product of plasma temperature, density, and energy confinement time to exceed a certain threshold. Since fusion power scales approximately with the square of plasma density, achieving sufficiently high plasma density is of crucial importance. However, a large body of experimental and theoretical studies has shown that tokamak plasmas are subject to an upper density limit. Once this limit is exceeded, major disruptions are often triggered, leading to discharge termination and even damage to the first wall. Therefore, increasing the density limit is of great importance for the stable and safe operation of fusion devices. For a long time, the Greenwald density scaling, $n_G \propto I_p/\pi a^2$, has served as an important reference for engineering operation and fusion device design, but it cannot satisfactorily explain the dependence of the density limit on parameters such as heating power. To understand the density limit, a variety of theories have been proposed, including impurity-induced thermal condensation, power-balance, resistive tearing mode, turbulence-driven shear-layer collapse, and plasma-wall self-organization models. Overall, excessive impurity radiation is widely regarded as one of the key causes of density-limit onset, while plasma-wall interaction is one of the major sources of impurities. Therefore, investigating the influence of plasma-wall interaction on the density limit, as well as possible control strategies, is of great significance for deepening the physical understanding of the density limit and supporting high-density operation in fusion devices.

This dissertation systematically investigates the plasma-wall self-organization (PWSO) impurity-radiation theory and extends the study to the burning-plasma parameter regime. First, based on the PWSO theory, an experimental scheme was proposed to increase the density limit by raising the prefill gas amount and the electron cyclotron resonance heating (ECRH) power during the start-up phase, and this scheme was verified on the J-TEXT tokamak. Experimental results show that this approach can reduce impurity radiation and increase the density limit, in quantitative agreement with the predictions of the PWSO the-

ory, thus providing the first experimental validation of the PWSO model. Owing to the chemical sputtering characteristics of the carbon wall in J-TEXT, the experimental parameters still remain within the density-limit regime predicted by the PWSO theory. On this basis, the effectiveness of the same experimental scheme was further demonstrated on the metallic-wall tokamak EAST, where operation at (1.30–1.65) times the Greenwald density limit was achieved, providing the first experimental evidence for the existence of the density-free regime predicted by the PWSO model.

Building on this cross-device validation of the PWSO theory, the dependence of the density limit on heating power was analytically derived from the PWSO theory together with the particle and energy conservation laws. The theoretical prediction is in quantitative agreement with experimental data from the tokamak ASDEX and the stellarator W7-AS, providing a unified physical interpretation of density-limit phenomena in both tokamaks and stellarators. This heating-power scaling was further extended to the burning-plasma regime by incorporating effects such as α particle heating and helium-ash radiation, and was used to predict the corresponding density-limit relation and ignition condition. On the basis of the zero-dimensional and one-dimensional analyses, a PWSO module was developed in a 1.5-dimensional integrated simulation code to investigate the influence of the PWSO effect on the plasma density limit under conditions involving richer physical processes, including transport and equilibrium profiles. Finally, based on the integrated simulation code incorporating the PWSO module, the density-limit dependence under the design parameters of CFETR was analyzed and obtained, providing theoretical guidance and simulation support for the design of high-density operating scenarios in future fusion reactors.

Key words: Tokamak, Self-organization, Density limit, Impurity radiation, Plasma-wall interaction

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
1 绪论	(1)
1.1 聚变能研究背景.....	(1)
1.2 聚变等离子体中的密度极限.....	(3)
1.3 托卡马克中的杂质及其辐射效应.....	(16)
1.4 等离子体-器壁相互作用.....	(26)
1.5 本论文研究意义和内容.....	(30)
2 物理模型与模拟程序	(33)
2.1 等离子体-器壁自组织理论.....	(33)
2.2 集成模拟程序 BALDUR.....	(39)
2.3 本章小结.....	(45)
3 PWSO 理论的跨装置实验验证	(47)
3.1 基于启动阶段调控的高密度运行实验设计.....	(48)
3.2 J-TEXT 装置上密度极限区的实验验证.....	(49)
3.3 EAST 装置上密度自由区的实验验证.....	(62)
3.4 跨装置实验结果比较与物理机制分析.....	(72)
3.5 本章小结.....	(75)
4 PWSO 模型在燃烧等离子体区间的推广	(76)
4.1 密度极限功率依赖关系的实验定标律.....	(76)
4.2 基于 PWSO 模型的密度极限功率依赖关系.....	(78)
4.3 PWSO 效应对点火条件和能量增益的影响.....	(93)
4.4 本章小结.....	(98)

华中科技大学博士学位论文

5 PWSO 效应的集成模拟分析	(100)
5.1 等离子体-器壁自组织理论与 BALDUR 程序的耦合	(100)
5.2 无 PWSO 效应时杂质辐射的影响	(103)
5.3 PWSO 效应对密度极限的影响	(109)
5.4 本章小结	(114)
6 工作总结和展望	(116)
6.1 工作总结	(116)
6.2 本文的主要创新点	(117)
6.3 研究展望	(118)
致 谢	(121)
参考文献	(123)
答辩委员会决议	(148)
附录 2 攻读博士学位期间取得的研究成果	(149)
附录 3 公开发表的学术成果与博士学位论文的关系	(151)
附录 4 攻读学位期间参加的科研项目	(152)
附录 5 中英文缩写对照表	(153)

1 绪论

1.1 聚变能研究背景

当今全球能源供给仍以化石能源为主体。根据英国能源学会发布的 2025 年《Statistical Review of World Energy》，2024 年化石能源仍占全球能源结构的 87%^[1]；与此同时，国际能源署指出，2024 年全球能源需求增长 2.2%，而电力需求增长达到 4.3%，明显快于同期全球 GDP 的 3.2%^[2]。这表明，在能源安全与深度脱碳双重约束下，全球能源系统正同时面临“总量持续增长”与“结构加速转型”的双重压力。

尤其值得注意的是，人工智能、数据中心和数字化基础设施正在成为新增电力需求的重要来源。国际能源署在 2025 年发布的《Energy and AI》指出，2024 年全球数据中心用电量约为 415 TWh，约占全球电力消费的 1.5%，到 2030 年这一数值将增长至约 945 TWh，年均增速约为 15%。其中，主要受人工智能部署驱动的加速服务器用电预计将以约 30% 的年均速度增长^[3]。由此可见，未来能源体系不仅需要更多电力供给，更需要大规模、低碳、稳定且可调度的一次能源支撑。在此背景下，聚变能因其潜在的高能量密度、燃料来源广泛以及反应过程本身不直接排放二氧化碳，被视为能够兼顾能源安全与低碳转型的长期能源选项之一。与此同时，国际原子能机构发布的《World Fusion Outlook 2025》显示，全球私营领域对聚变的累计投资已超过 100 亿美元，说明聚变正从单纯的前沿科学研究逐步走向战略能源与产业布局的重要方向^[4]。

核聚变是轻原子核在高温、高密度条件下克服库仑排斥并结合为较重原子核、同时释放大量能量的过程，也是太阳和恒星能量的根本来源。对地面可控聚变研究而言，氘-氚 (D-T) 聚变由于在相对较低温度下具有较高的反应截面，被普遍认为是最有希望率先实现工程应用的燃料反应之一。实现聚变能利用的关键，在于使燃料等离子体同时达到足够高的温度、密度和能量约束时间，即满足劳森判据或聚变三乘积条件^[5]。

按照约束与点火方式的不同，当前聚变能研究主要分为两大技术路线：磁约束聚变和惯性约束聚变^[6-7]。磁约束聚变利用强磁场抑制带电粒子的横向输运，从而在较长时间尺度上约束低密度高温等离子体；惯性约束聚变则利用高功率激光或粒子束在极短时间内压缩并加热微小燃料靶丸，使其在惯性约束时间内发生聚变燃烧。除

这两类主流路线外，国际上还在持续探索磁惯性聚变等替代概念^[6,8-9]，但从总体格局看，磁约束与惯性约束仍是当前聚变研究的两条主线。

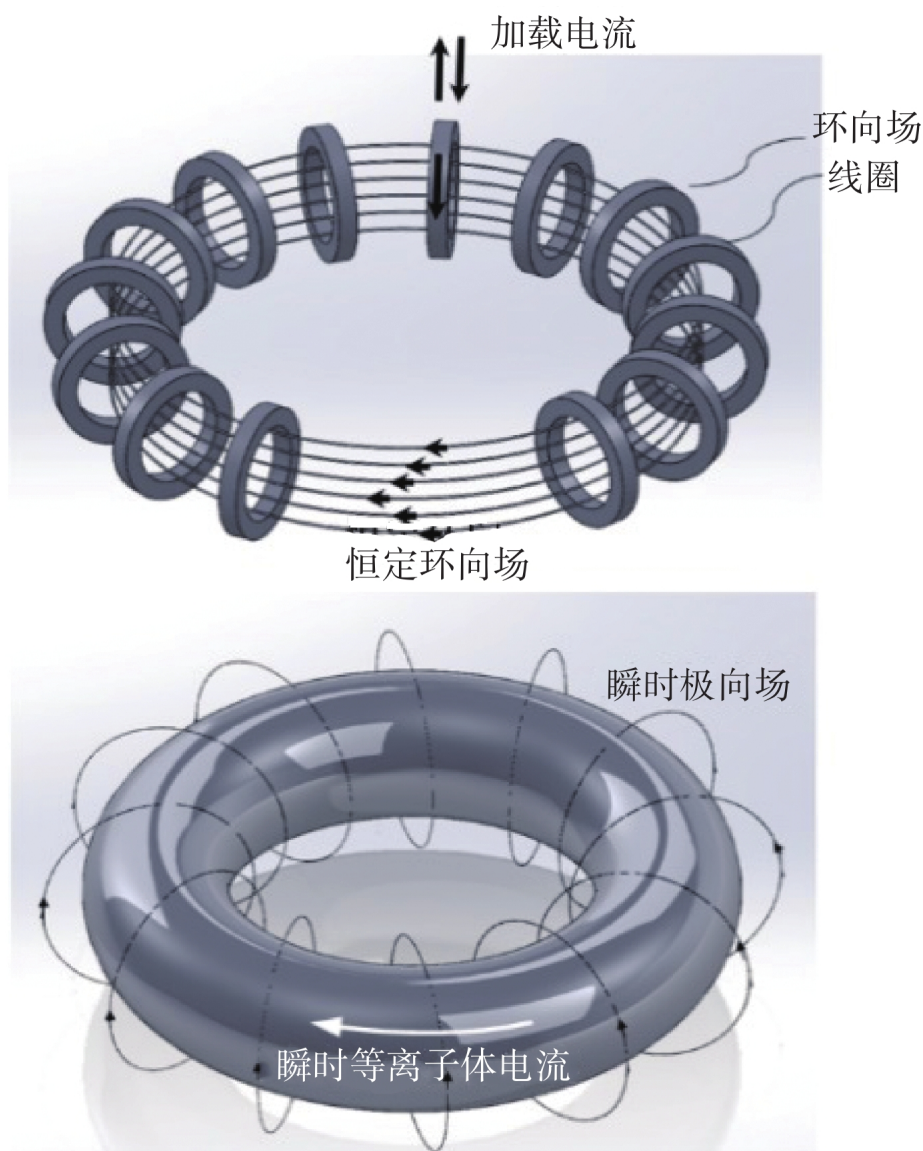


图 1.1: 托卡马克装置示意图^[10]。

磁约束聚变装置可分为托卡马克、仿星器、球形托卡马克、反场箍缩、磁镜场、直线装置等，其中托卡马克和仿星器是最具代表性的两类环形装置^[10]。托卡马克通过外部恒定磁场与等离子体电流共同形成螺旋磁场，是当前研究最广泛、装置数量最多的一类磁约束装置，其示意图如图 1.1 所示；仿星器则主要依赖外部非轴对称线圈产生所需旋转变换，可在原理上实现稳态运行，并减少对大等离子体电流的依赖，其示意图如图 1.2 所示，因此被视为未来稳态聚变堆的重要候选方案^[10]。与此同时，

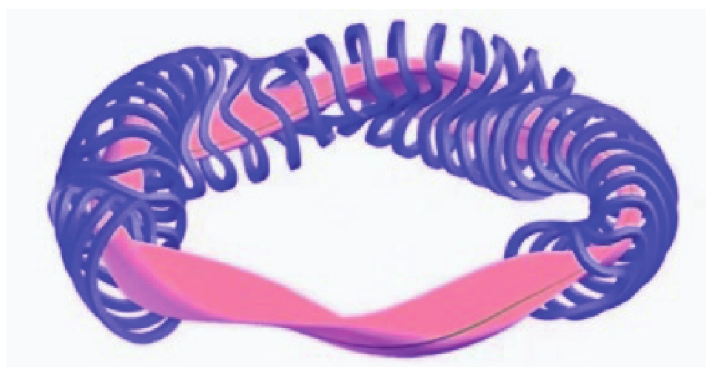


图 1.2: 仿星器装置示意图^[10]。

以美国国家点火装置 (National Ignition Facility, NIF) 为代表的惯性约束装置, 已经实现了燃烧等离子体和点火等关键里程碑^[11-13], 表明不同聚变路线都在持续推动聚变能向工程应用迈进。

鉴于托卡马克仍是当前磁约束聚变研究中最主要的实验平台之一, 而等离子体密度又是决定聚变功率和运行窗口的关键参数之一, 本论文将重点关注托卡马克等离子体中的密度极限问题。

1.2 聚变等离子体中的密度极限

1.2.1 主流聚变装置介绍

托卡马克 (Tokamak) 的名称来源于俄语 Токамак 的缩写, 意为“带有磁线圈的环形室”。托卡马克作为当前磁约束核聚变研究中最成熟和主流的装置形式, 自 20 世纪 50 年代由苏联物理学家萨哈罗夫 (A.D. Sakharov) 与塔姆 (I.E. Tamm) 提出以来, 经过七十余年的理论与实验发展, 已形成一套较为完备的物理基础与工程体系^[14-15]。其核心思想是利用环向主磁场与等离子体感应电流所产生的极向磁场共同构成螺旋磁力线, 实现高效磁约束, 将高温等离子体限制在一个环形空间内, 从而防止其与装置壁接触, 避免能量损失和材料损坏^[16], 示意图如图 1.1 所示。从工程上看, 托卡马克主要组成部分包括: 真空室、变压器、磁线圈、加热系统和诊断设备。真空室用于容纳等离子体, 变压器通过感应电流加热等离子体, 磁线圈产生环形和垂直磁场以约束等离子体, 加热系统提供额外的能量辅助启动和维持等离子体温度, 诊断设备用于监测等离子体的各种参数, 如温度、密度和磁场分布等。

仿星器 (Stellarator) 是另一类重要的环形磁约束聚变装置, 其概念最早由 Lyman

表 1.1: 部分代表性托卡马克和仿星器装置。数据来自文献^[24]。

装置类型	装置名称	国家	大/小半径 (m)	靶板/壁材料
托卡马克	J-TEXT	中国	1.05/0.29	碳/碳
	HL-3	中国	1.78/0.65	碳/不锈钢 SS-316L
	EAST	中国	1.85/0.45	钨/钼 (2012 年后)
	DIII-D	美国	1.7/0.6	碳/碳
	JET (退役)	英国	2.96/1.25	铍/钨 (2011 年后)
	WEST	法国	2.5/0.5	钨/钨
	KSTAR	韩国	1.8/0.5	钨/钨
	JT-60SA	日本	2.96/1.18	钨
仿星器	CFQS	中国	1.0/0.25	(建造中)
	W7-X	德国	5.5/0.53	不锈钢/铜基合金
	LHD	日本	3.9/0.65	石墨/不锈钢
	HSX	美国	1.2/0.12	石墨/不锈钢

Spitzer 于 1951 年提出^[17]。与托卡马克依赖等离子体感应电流产生极向磁场不同，仿星器主要通过外部非轴对称三维线圈直接产生具有旋转变换的螺旋磁场，从而在原则上无需大环向等离子体电流即可实现对高温等离子体的约束^[18-19]。这一特点使仿星器具有稳态运行潜力，并能够避免或显著减弱由大等离子体电流驱动的部分不稳定性，因此被认为是未来稳态聚变堆的重要候选方案之一^[18,20-21]。从工程上看，仿星器通常由三维非平面模块化线圈（或螺旋线圈）、真空室、偏滤器或限制器、辅助加热系统以及诊断系统等组成，其设计难点主要在于复杂磁场位形的优化和高精度线圈制造。近年来，随着非轴对称磁场优化理论、超导技术和精密制造能力的发展，仿星器研究取得了显著进展；以德国 Wendelstein 7-X (W7-X) 和日本大型螺旋装置 Large Helical Device (LHD) 为代表的实验表明，优化后的仿星器能够较好地控制新经典输运与自举电流，并在长脉冲、稳态相关物理研究方面展现出重要潜力，示意图如图 1.2 所示^[22-23]。

在过去的几十年中，托卡马克和仿星器装置在全球范围内得到了广泛的发展和应⽤。表 1.1 展示了全球具有代表性的托卡马克和仿星器装置基本参数。图 1.3 展示了托卡马克和仿星器装置创纪录的三乘积参数随时间的变化。从图中可以看出，随着时间推移和技术发展，等离子体的三乘积参数逐渐提高，正逐步向实现聚变点火条件迈进。

图 1.4 和图 1.5 分别展示了不同托卡马克装置的三乘积与温度、密度的关系。从图中可以看出，托卡马克装置的三乘积参数随着等离子体温度和密度的增加而增加，

表明高温和高密度对增加三乘积和实现聚变点火条件具有重要意义。此外，聚变反应功率与等离子体密度的平方呈正比关系 $P_{\text{fus}} \propto n^2$ ^[25]。在装置尺寸和约束时间一定的条件下，提高等离子体密度能够直接提升聚变反应功率密度并改善聚变堆的经济性。已发表文献也探讨了可以通过增加等离子体密度来减小聚变反应堆尺寸的可能性^[26]。然而，研究发现托卡马克装置运行受到密度极限的制约，即当等离子体密度超过某一阈值时，会触发不稳定性，导致约束性能急剧下降，甚至发生破裂，从而限制了等离子体密度的提升和聚变性能的实现^[27]。因此，深入理解托卡马克中的密度极限现象及其机理，对于实现高密度等离子体运行和推动聚变能的发展具有重要意义。

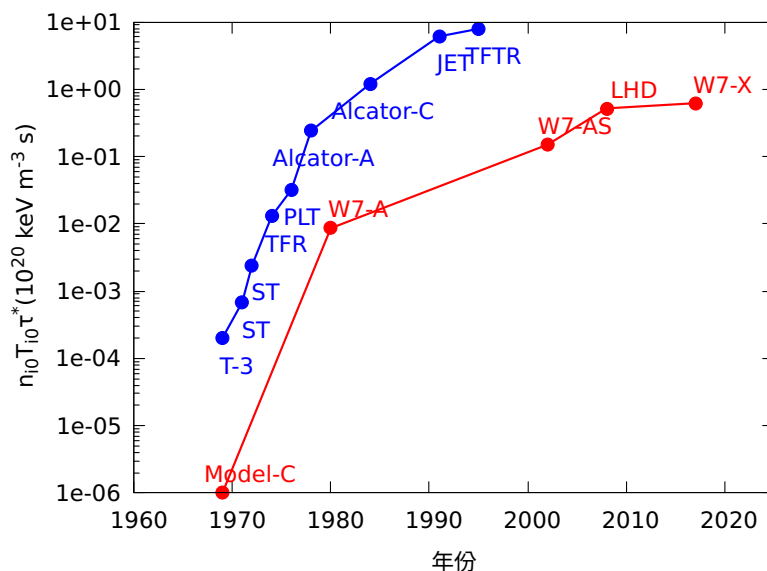


图 1.3: 托卡马克和仿星器装置创纪录的三乘积与实现年份，数据来自文献^[28]。

1.2.2 密度极限实验研究进展

目前世界上大多数托卡马克装置上均发现了运行时存在密度极限的现象^[27,29-42]。大量实验表明，随着等离子体密度升高，放电往往会经历辐射增强、边界冷却、约束恶化以及磁流体活动增强等过程，并最终触发破裂，从而限制可达的高密度运行区域。因此，实验上对密度极限的研究主要围绕其经验定标、参数依赖与实验调控，以及接近密度极限时的前兆行为与触发特征等方面展开。

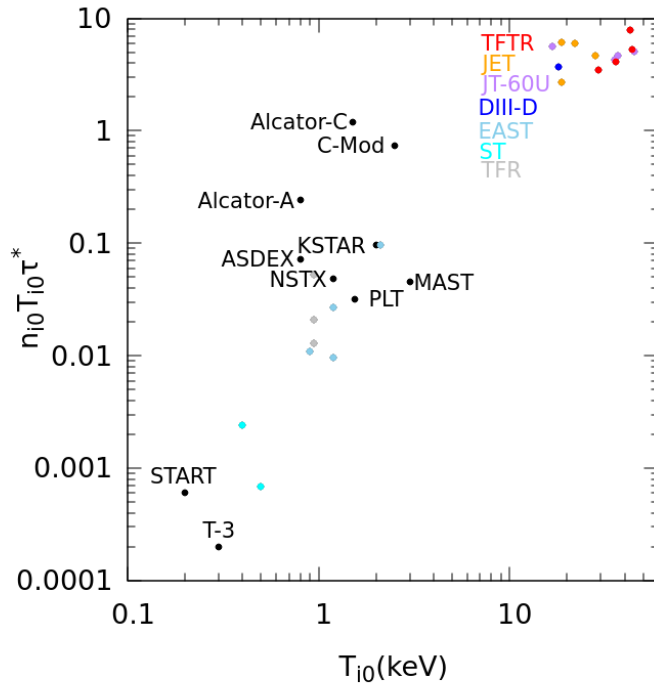


图 1.4: 不同托卡马克装置的三乘积与温度的关系，数据来自文献^[28]。

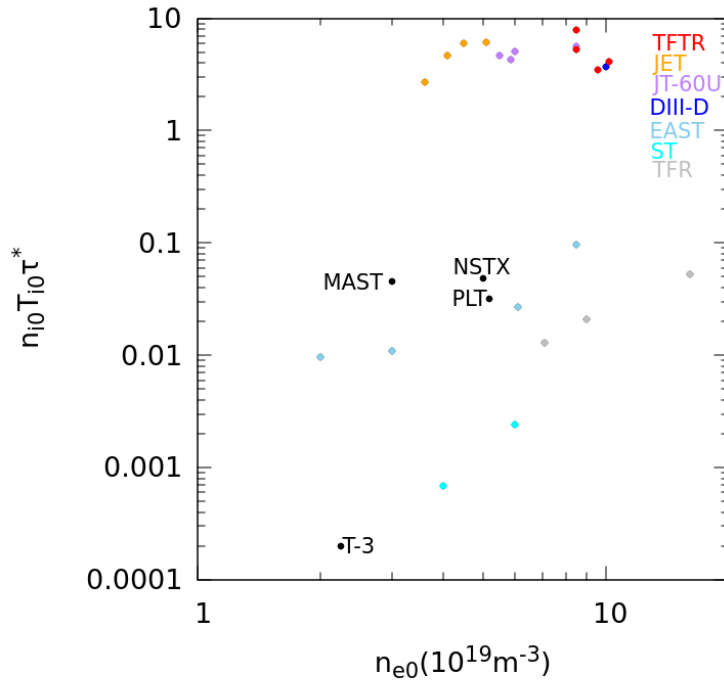


图 1.5: 不同托卡马克装置的三乘积与密度的关系，数据来自文献^[28]。

(1) 密度极限经验定标

1976年, Murakami 基于欧姆加热氢等离子体托卡马克实验数据, 总结得到第一个关于密度上限的经验定标律^[29-30]。

$$n_M \propto \frac{B_t}{R}, \quad (1.1)$$

其中 B_t 为环向磁场, R 为大半径。根据柱位形下安全因子的近似表达式

$$q(r) \approx \frac{2\pi r^2 B_t}{\mu_0 R I_p(r)}, \quad (1.2)$$

该定标律表明: 当 $q(0)$ 近似为常数时, 密度极限正比于等离子体芯部电流密度; 当 $q(a)$ 近似为常数时, 密度极限正比于等离子体平均电流。早期研究通常将这一密度极限与芯部辐射和加热功率失衡^[43], 或边界杂质辐射冷却引起的破裂过程^[29,44-46]联系起来。然而, 从实验数据上看, Murakami 数 $n_M R/B_t$ 并非常数, 而是随有效电荷数趋近于 1 而增大^[30], 说明该定标律尚不能统一解释不同装置和不同运行条件下的密度极限现象。

1983年, Hugill 根据 DITE 装置上欧姆加热和中性束注入 (Neutral Beam Injection, NBI) 加热实验, 对 Murakami 定标进行了修正, 得到 Hugill 密度极限定标律^[47]

$$n_H \propto \frac{B_t}{qR}. \quad (1.3)$$

与 Murakami 定标相比, Hugill 定标引入了安全因子 q 的影响, 但其经验形式同样难以直接揭示密度极限背后的物理机制。

随后, Greenwald 等人在前人实验总结的基础上提出了后来最广为接受的 Greenwald 密度极限定标律^[27,30]

$$n_G [10^{20} \text{m}^{-3}] = \frac{I_p [\text{MA}]}{\pi a [\text{m}]^2}, \quad (1.4)$$

其中 I_p 为等离子体电流, a 为小半径。该定标律表明密度极限与等离子体电流成正比、与小半径平方成反比。大量托卡马克实验表明, 在常规欧姆或 H 模高密度运行条件下, 最大可达线平均密度通常与 Greenwald 密度极限同量级, 并常落在 $0.8 - 1.1 n_G$ 的范围内^[32,34,48-51]。因此, Greenwald 密度极限长期以来被广泛应用于托卡马克高密

度运行边界的预测和聚变装置设计^[52-54]。

仿星器中也存在类似的经验密度极限定标律。不同于托卡马克中常用的 Greenwald 密度极限，仿星器中更常采用 Sudo 密度极限定标，其经验形式可写为

$$n_{\text{Sudo}}[10^{20}\text{m}^{-3}] = 0.25P[\text{MW}]^{0.5}B[\text{T}]^{0.5}a[\text{m}]^{-1}R[\text{m}]^{-0.5}, \quad (1.5)$$

其中 P 为加热功率， B 为磁场强度， a 和 R 分别为装置的小半径和大半径^[27,55]。该定标律最早由 Heliotron E、Wendelstein VII-A、L2 和 Heliotron DR 等仿星器/螺旋装置实验数据库总结得到，表明仿星器密度极限显式依赖于输入功率和磁场强度^[55]。这与托卡马克中 Greenwald 密度极限主要依赖等离子体电流的形式不同，也更符合仿星器中缺乏大环向等离子体电流、密度极限通常表现为辐射增强导致的温度与约束退化而非电流破裂的实验特征^[27,56]。后续 W7-AS 和 LHD 等装置的实验进一步表明，仿星器密度极限与杂质辐射增强、净加热功率降低以及辐射塌缩密切相关，其最大可达密度总体上与 Sudo 定标处于相近量级，并在部分高密度运行条件下可达到略高于 Sudo 定标的水平^[56-57]。图 1.6 展示了托卡马克 ASDEX 和仿星器 W7-AS 装置上密度极限与加热功率的关系^[27,58]，可以看出两类装置的密度极限均随加热功率升高而增加，但仿星器的密度极限整体更高，并更符合 Sudo 定标律的趋势。与此同时，ASDEX 的实验数据也表明，托卡马克装置上的密度极限同样存在明显的加热功率依赖，这与 Greenwald 密度极限定标律的形式不完全一致，下节将进一步讨论托卡马克等离子体密度极限的参数依赖与实验调控方法。

(2) 密度极限的参数依赖与实验调控

尽管 Greenwald 密度极限在工程应用中具有重要参考价值，但其本质上仍是经验定标关系，并未显式包含导致密度极限的全部物理机制。已有大量实验表明，密度极限不仅与等离子体电流和装置尺寸有关，还显著依赖于输入功率、加料方式、等离子体位形、壁状态、再循环以及外加磁扰动等因素，而这些依赖关系并不能由 Greenwald 密度极限定标律直接反映。

首先，多台托卡马克装置的实验都表明，密度极限随输入功率升高而增大。例如，ASDEX-Upgrade (AUG)^[34,48,59]、TEXTOR-94^[60] 和 JT-60^[61] 等装置的结果均显示，更高的辅助加热功率有助于达到更高的密度极限。图 1.7 也表明，相比于不含功率

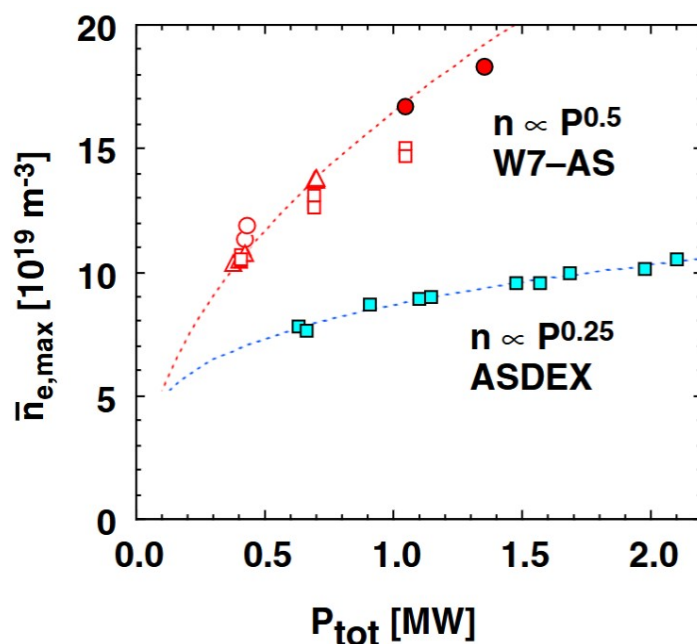


图 1.6: 托卡马克 ASDEX 和仿星器 W7-AS 装置上密度极限与加热功率的关系^[27,58]。

项的 Greenwald 密度极限，包含加热功率依赖的密度极限定标律与实验数据符合得更好^[62]。然而，在某些实验条件下，密度极限对加热功率又表现出较弱依赖。例如，JET-ILW 和 EAST 的部分高密度运行结果表明，在所考察的功率范围内，最大可达密度变化并不显著^[32,34,38]。这表明密度极限的功率依赖可能受到装置条件、运行模式以及边界状态等因素的共同调制，其物理本质仍有待进一步研究。

其次，加料方式和壁条件也会显著影响可达密度极限。大量实验表明，通过优化加料方式可以实现高于常规气体加料条件下的密度极限运行^[49,63-66]。例如，HT-7 上采用新石墨限制器后的实验表明，在相同注入功率下，多面非对称辐射（Multi-faceted Asymmetric Radiation From the Edge, MARFE）起始的临界密度显著高于原有钨限制器条件下的临界密度，说明壁材料对高密度运行边界具有重要影响^[67]；HL-2A 装置上对不同加料方式的对比实验发现，超声分子束注入（supersonic molecular beam injection, SMBI）条件下的密度极限显著高于常规气体加料方式^[68]；AUG 和 DIII-D 装置中采用弹丸注入（pellet injection, PI）时，也实现了显著高于 Greenwald 密度极限的等离子体密度^[63,69]。除加料方式外，壁状态和再循环条件同样会影响高密度运行边界。HL-2A 对欧姆放电数据库的统计分析表明，不同壁处理条件下最大可达密度存在明显差异，硅化后可获得更高的 Greenwald 分数，最高约 1.4 倍 Greenwald 密度极限^[42]。

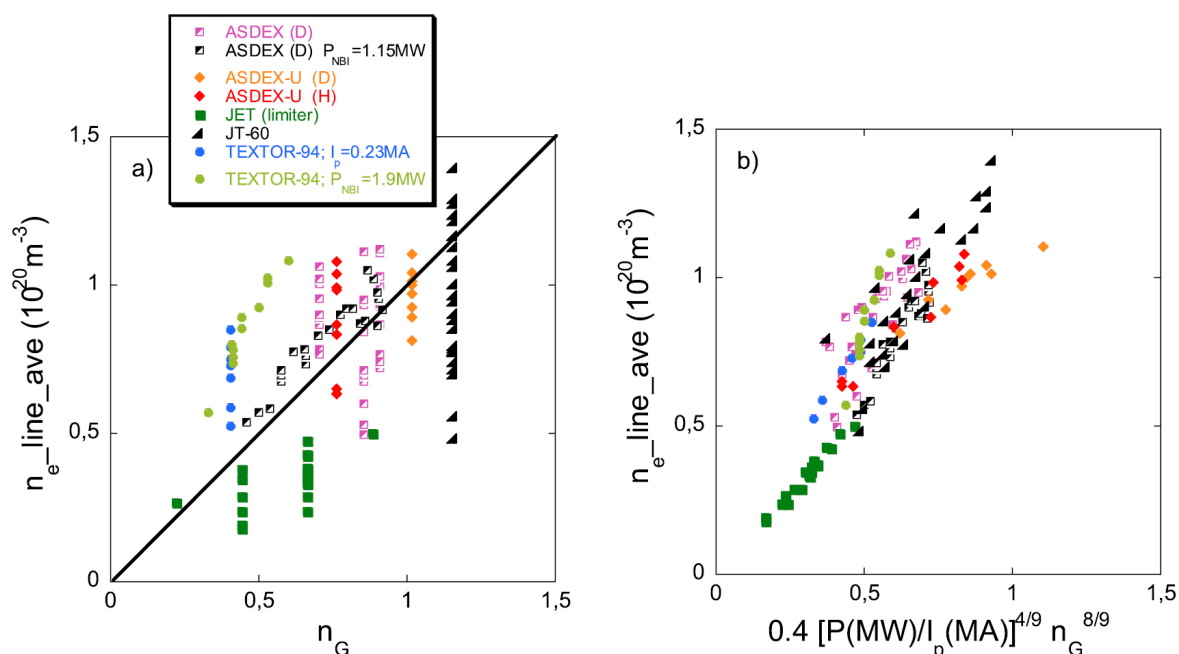


图 1.7: 不同托卡马克装置实验密度极限与 (左) Greenwald 密度极限和 (右) 修正后包含加热功率 P 依赖关系的密度极限定标^[62]。

此外, 等离子体位形、边界构型以及外加磁扰动等因素同样会改变密度极限。已有实验表明, 通过优化磁位形、改善边界粒子与能量排出条件, 可以提高等离子体密度极限^[49,64,66]。进一步地, J-TEXT 装置上的实验表明, 适度的共振磁扰动 (resonant magnetic perturbation, RMP) 能够提高可达密度极限并延迟破裂的发生, 说明通过调控边界输运和粒子排出过程, 同样可以改变高密度运行边界^[70]。因此, 从实验事实来看, 密度极限并非一个仅由电流和装置尺度决定的固定经验边界, 而是显著受到加热、加料、位形、壁状态及外加磁扰动等多种因素共同调制的综合运行边界。

(3) 接近密度极限的前兆行为与触发特征

除经验定标和参数依赖外, 大量实验还表明, 等离子体在接近密度极限时通常伴随一系列可观测的前兆行为。这些前兆包括边界辐射增强、电子温度下降、粒子输运增强、约束退化以及磁流体活动增强等, 反映出密度极限的形成并非单一参数越界, 而是一个伴随边界状态演化和不稳定性发展的动态过程。

一类常见的实验现象是边界辐射增强及由此导致的冷却过程。早期 Alcator C 等装置上就已观测到边缘的 MARFE 等强辐射结构, 它们通常表现为边界局域区域温度下降、密度升高和辐射显著增强, 并被视作密度极限的重要前兆^[71-73]。在 EAST 装

置上, L 模密度极限研究表明, 随着密度升高, 放电会经历边界冷却、电流收缩以及 2/1 磁岛发展, 最终触发破裂^[32]。J-TEXT 装置高密度放电中也观测到 MARFE 区域的局域电流收缩现象, 同时伴随锁模磁流体活动的激发, 并最终导致大破裂^[74]。此外, J-TEXT 上对限制器和偏滤器两类位形的比较实验表明, 尽管不同磁位形下最外闭合磁面附近的边界电子温度存在显著差异, 但在接近密度极限时, $q = 3$ 面附近的电子温度都会下降到近似相同的临界水平。进一步通过甲烷注入等方式增强碳杂质含量后, 该温度阈值仍保持基本一致。这一结果表明, 密度极限的触发可能对应于一个相对稳健的边缘冷却临界阈值, 而该阈值对具体磁位形和边界冷却速率并不敏感, 从而为理解密度极限破裂前的边界冷却前兆提供了新的实验依据^[75-76]。这些实验结果说明, 边界辐射冷却和电流分布演化在密度极限形成过程中具有重要作用。

另一类重要前兆与边界输运和剪切流演化有关。HL-2A 装置上的实验研究表明, 在欧姆 L 模放电接近 Greenwald 密度极限时, 边缘平均极向流剪切率显著下降, 低频带状流的湍流驱动减弱, 而湍流粒子输运则明显增强; 与此同时, 等离子体绝热性降低, 进一步促进边缘冷却并为后续磁流体不稳定性的触发创造条件^[77]。在此基础上, 后续 HL-2A 实验进一步指出, 当等离子体密度接近 Greenwald 极限时, 边缘响应会由近绝热响应向流体动力学响应转变, 导致雷诺肋强中的非扩散项-极向剩余肋强减弱, 其径向梯度对应的自发极向转动动力矩显著降低, 进而削弱边缘 $E \times B$ 极向流剪切, 表明湍流剩余肋强的降低是托卡马克密度极限附近边缘极向剪切层崩塌的重要物理原因之一^[78]。类似地, J-TEXT 装置上的实验研究表明, 在接近 Greenwald 密度极限过程中, 边界区域会出现增强的粒子输运事件, 并伴随边界剪切层减弱、湍流向更宽边界区域扩展以及明显的边界冷却现象^[37,40]。这些结果共同表明, 接近密度极限时, 边界输运与剪切流维持机制可能发生突变, 从而显著改变粒子和能量排出过程, 并进一步推动放电向极限状态演化。

除边界辐射和输运前兆外, 接近密度极限时还常伴随磁流体不稳定性活动增强。除经典的低阶撕裂模和锁模前兆外, 近期 HL-2A 装置上的实验还表明, 在密度接近甚至超过 Greenwald 极限时, 除边界辐射增强外, 还可能出现芯部局域电磁不稳定性活动^[79-81]。这些结果提示, 密度极限破裂的触发并不一定仅由边界辐射塌缩主导, 在某些参数区间下, 芯部局域不稳定性也可能参与极限触发过程。

总体而言, 实验研究表明, 托卡马克密度极限并非单纯由某一经验定标所决定,

而是表现为输入功率、加料方式、位形、壁状态以及边界输运过程等多因素共同作用下的运行边界；在接近该边界时，放电还会伴随边界冷却、输运恶化以及磁流体活动增强等复杂前兆。因此，有必要从功率平衡、边界辐射、输运演化以及不稳定性触发等多个角度，对密度极限的形成机理进行理论研究。

1.2.3 密度极限理论研究进展

托卡马克密度极限形成机理至今仍是磁约束聚变研究中的前沿科学问题。围绕密度极限的产生与破裂触发，研究者已从功率平衡、边界辐射、磁流体不稳定性、输运演化、等离子体-器壁相互作用自组织以及数据驱动预测等不同角度提出了多种理论模型和解释框架。下面对其中几类具有代表性的密度极限理论与解释框架作简要介绍。

(1) 基于功率平衡与辐射冷却的密度极限模型

较早的理论工作之一是 Perkins 提出的杂质诱导热收缩模型^[43]。该模型考虑欧姆加热等离子体中芯部杂质辐射与欧姆加热功率之间的平衡，给出了理论密度极限

$$n_c = \left[\frac{Z_e}{Z_e - 1} \right]^{1/2} n_{e0} \frac{B_T[\text{T}]}{R[\text{m}]}, \quad (1.6)$$

其中 Z_e 为有效电荷数， n_{e0} 为由杂质种类决定的特征密度系数。该模型的核心思想是：在欧姆加热等离子体中，载流区域内的欧姆加热功率必须足以补偿杂质辐射损失，否则中心电子温度将无法维持，从而导致密度崩溃。该理论从功率平衡角度为 Murakami 定标（方程 1.1）提供了物理解释，并指出其“常数因子”强烈依赖于杂质种类，而非普适常数。

近年来，Zanca 等人发展了包含杂质辐射的能量平衡密度极限模型，并将其应用于托卡马克、反场箍缩和仿星器等多类磁约束装置^[62,82-83]。该模型认为，在存在杂质和中性粒子辐射的条件下，只有当辐射损失不足以破坏稳态热平衡时，等离子体平衡温度剖面才存在；一旦辐射增强到使热平衡无法维持，即达到密度极限。对于托卡马克，该模型推导得到密度极限为

$$(n_{\text{bulk}})_{\text{DL}} \approx \left[\frac{P(\text{MW})}{\pi a^2} \right]^{4/9} n_G^{4/9} \quad (1.7)$$

其中 n_G 为 Greenwald 密度极限。该定标律与完全不含功率项的 Greenwald 经验定标最显著的区别是：密度极限随输入功率呈正的 $4/9$ 次依赖，与多台装置的实验趋势一致，例如 JET、AUG、FTU 等均显示增加加热功率可显著提高密度极限^[83]。且相比于 Greenwald 密度极限定标律，该加热功率依赖的定标律与实验数据的符合程度更好，如图 1.7^[62]。

(2) 基于 MARFE 和边界辐射层的密度极限模型

除全局功率平衡图像外，另一类重要理论强调边界局域强辐射结构在密度极限形成中的关键作用。Lipschultz 等人在 Alcator C 上首次系统观测并命名了 MARFE 现象^[71]。MARFE 是一种位于边界的极向不对称强辐射冷却区，通常表现为局部电子温度显著降低、密度升高以及辐射增强，其辐射功率可占总欧姆功率的 20%–30%。由于低温区辐射率随温度降低而迅速升高，MARFE 被认为是典型的辐射驱动热不稳定性，也是密度极限的重要前兆之一。Stroth 等人利用偏滤器几何下的刮削层 (Scrape-off layer, SOL) –X 点能量平衡模型，建立了辐射层 (X-point radiator) 的进入条件与稳定性理论^[84]。该模型表明，当 X 点附近辐射层的辐射强度超过 SOL 能量传输能力时，系统将发生二维扩展不稳定性，并可进一步演化为 MARFE 或导致密度极限。模型同时给出了类似

$$n_{\text{sep}} \propto P_{\text{SOL}}^{0.4} \quad (1.8)$$

的边界密度阈值功率定标，其中 P_{SOL} 为 SOL 区域的总功率输入。该理论从边界局域辐射层形成的角度，将 MARFE、X 点辐射层与密度极限统一到边界辐射冷却与能量运输耦合的框架中。

(3) 基于撕裂模和局域不稳定性的触发模型

除辐射和平衡图像外，密度极限还可能由局域磁流体不稳定性触发。Gates 等人提出了辐射驱动的热阻撕裂模 (thermo-resistive tearing mode) 模型^[85]。该模型认为，当等离子体密度升高、杂质辐射增强后，磁岛内部的净辐射损失可能超过欧姆加热，导致岛内温度下降并使电阻率升高，从而增强撕裂模驱动力。由于沿磁力线的强平行输运会进一步放大磁岛内部冷却，系统将形成“辐射-电阻”正反馈，促使低阶撕裂模 (如 $2/1$ 模) 快速增长。文献^[86]在此基础上进一步发展了热阻撕裂模破裂模型。通过考虑依赖温度的电阻率、有限垂直热传导以及磁岛结构非对称性，该研究利用

三维磁流体模拟揭示了：当磁岛内部净辐射略高于欧姆加热时，撕裂模可跨越阈值进入爆发式增长阶段，最终导致电流剖面崩塌和密度极限破裂。该模型从局域磁流体不稳定性角度解释了密度极限的触发，为理解密度极限放电中常见的磁岛、锁模和辐射增强等前兆行为提供了物理图像。

值得注意的是，近期国内在密度极限触发机制方面还出现了一些新的研究方向。陈伟等基于 HL-2A 装置高密度实验观测到，密度极限附近除边界辐射增强外，还可能伴随芯部局域电磁不稳定性的出现^[79]。进一步的分析表明，当等离子体密度接近或超过 Greenwald 极限且密度剖面较尖峰时，芯部局域的 Alfvénic ion temperature gradient (AITG) 模或 kinetic ballooning mode (KBM) 等动理学磁流体活动可能被激发，并进一步触发大破裂或小破裂^[80-81]。马志为等提出了对 Greenwald 密度极限及其破裂过程的综合解释框架，认为 Greenwald 极限并非单一经验边界，而是杂质辐射、MARFE 演化、气球模与撕裂模之间非线性相互作用的结果。该工作进一步指出，等离子体密度及其剖面分布对 MARFE 的形成和后续破裂演化具有关键影响，并提出通过优化密度剖面有可能实现对 Greenwald 极限的突破^[87]。以上结果提示，除边界辐射冷却和撕裂模机制外，芯部局域动理学不稳定性也可能在某些参数区间下参与密度极限破裂的触发过程，为密度极限机理研究提供了新的视角，也表明密度极限的触发机制可能具有更丰富的层次，值得进一步理论研究。

(4) 基于剪切层崩塌与湍流扩展的输运模型

近年来，Diamond 等人从边界湍流输运与剪切流相互作用的角度提出了密度极限的新解释框架^[40,88]。该理论认为，随着等离子体密度升高，边界 $E \times B$ 剪切层逐渐减弱并最终发生坍塌，导致原本受剪切流抑制的边界湍流迅速增强，并通过湍流扩展将输运活动传播到更宽的边界区域，进而引起边界冷却、粒子输运增强以及约束退化。该图像强调，密度极限并不一定首先由辐射塌缩或大尺度磁流体不稳定性直接触发，而可能起源于边界剪切层失稳后输运机制的变化。Diamond 等进一步指出，L-H 转变与密度极限在某种意义上可视为“剪切层坍塌”理论在不同参数区间下的两种表现形式，从而为理解密度极限的功率依赖、电流依赖及其边界前兆行为提供了统一视角^[88]。J-TEXT 装置上的实验结果表明，在接近 Greenwald 密度极限过程中，边界剪切率下降的同时，湍流扩展功率显著增强，并伴随明显边界冷却现象，从实验上支持了“剪切层坍塌-湍流扩展-边界冷却”的理论图像^[37,40]。

(5) 基于等离子体-器壁相互作用的密度极限模型

最近, Escande 等提出了等离子体-器壁自组织(plasma-wall self-organization, PWSO) 杂质辐射理论^[89]。与已有主要从功率平衡、边界局域辐射结构、磁流体不稳定性或边界输运角度解释密度极限的模型不同, PWSO 理论强调器壁溅射杂质源项、边界热流、靶区等离子体温度与杂质辐射之间存在带时间延迟的闭环反馈: 壁溅射产生的杂质进入等离子体后增强辐射, 辐射又改变到达边界的功率沉积和靶区温度, 而靶区温度进一步决定后续溅射强度。基于这一自组织反馈, PWSO 理论给出了密度极限形成的稳定性判据, 并预言在高 Z 金属壁条件下, 当靶区温度足够低、物理溅射受到显著抑制时, 系统可进入所谓“密度自由区”, 其可达密度可明显高于传统 Greenwald 密度极限所对应的范围。该理论为理解密度极限对加热功率、壁材料、启动路径和边界状态的依赖提供了新的物理图像。本文后续将系统介绍 PWSO 模型, 并基于该模型进行密度极限机理的实验验证和理论分析。

(6) 数据驱动的密度极限预测与规避方法

随着人工智能技术的发展, 机器学习方法也被应用于托卡马克密度极限的研究中, 主要用于经验建模、破裂预警和实时规避等方面。Chang Su 等人基于 EAST 装置实验数据库, 利用带物理先验约束的遗传编程符号回归方法分析密度极限与多个参数之间的关系, 并发展了新的密度极限定标模型^[90]。结果表明, 在未见过的测试数据集上, 传统 Greenwald 密度极限定标律的平均绝对百分比误差为 32.59%, 而该机器学习模型的平均绝对百分比误差降低至 7.33%, 显示出更好的预测性能和泛化能力。

此外, 郑玮等人在 J-TEXT 托卡马克上发展了一套用于预测和避免密度极限破裂的混合神经网络系统^[36]。该系统采用两阶段混合结构神经网络: 第一阶段预测等离子体密度, 第二阶段预测密度极限破裂概率。研究表明, 在引入辐射剖面信息后, 该系统具有较高预测性能, 平均预警时间达到 40 ms, 成功率超过 90%, 误报率低于 10%。在此基础上, 结合实时密度反馈控制系统, J-TEXT 上实现了在线密度极限破裂规避。

总体而言, 现有密度极限理论和方法分别从功率平衡、边界辐射、局域不稳定性、输运演化、等离子体-器壁自组织以及数据驱动预测等不同侧面揭示了高密度运行受限的物理机制。多数理论和实验结果都表明, 杂质辐射及其与输运、不稳定性

的耦合作用在密度极限形成过程中具有关键作用。其中，PWSO 理论进一步强调了器壁杂质源项、边界温度与辐射反馈之间的自洽演化，这也构成了本文后续理论分析、实验验证和集成模拟研究的重要主线。随着托卡马克装置向更高参数运行迈进，深入理解杂质辐射及其相关物理过程，对于揭示密度极限形成机理和拓展高密度运行边界具有重要意义。

1.3 托卡马克中的杂质及其辐射效应

1.3.1 杂质来源与基本特征

托卡马克运行中最严重的问题之一是等离子体中存在杂质。杂质的影响具有明显的双重性：一方面，杂质辐射会引起能量损失、降低主等离子体温度，并限制装置达到更高的聚变相关参数区间^[91]；另一方面，受控的边界辐射又有助于分散偏滤器和第一壁热负荷，缓解等离子体-器壁相互作用（Plasma-Wall Interaction, PWI）带来的工程约束^[73,92-93]。因此，托卡马克研究中的关键并不在于杂质是否存在，而在于杂质的来源、种类、浓度及其空间分布是否可控。

从来源上看，托卡马克中的杂质主要可分为三类：器壁溅射产生的杂质、聚变过程中产生的杂质，以及外部主动注入的杂质粒子。其中，器壁溅射是最主要也最普遍的杂质来源之一。等离子体-器壁相互作用过程中，偏滤器和第一壁在高热流和高粒子通量作用下会发生物理溅射；对于碳等低 Z 材料，还会出现化学溅射与再沉积循环等过程^[73,91]。从微观过程看，物理溅射和化学溅射具有不同的物理本质。物理溅射是以弹性碰撞和动量传递为主的原子尺度过程：进入壁面鞘层后的燃料离子、荷交换中性粒子或杂质离子轰击材料表面，通过近表面碰撞级联将能量传递给靶原子；当表面原子获得的法向能量超过材料表面结合能并满足向外逸出条件时，靶原子便可能离开材料表面，形成溅射杂质源。在鞘层中，正离子会被鞘层电势加速，其到达壁面的能量可近似理解为初始热能与 $Z_i e \Delta \phi_{sh}$ 的叠加；对于常见的 Maxwell 鞘层， $\Delta \phi_{sh}$ 通常对应数倍边界电子温度。因此，靶区等离子体温度越高，离子入射能量越容易超过材料溅射阈值；反之，在低靶区温度或脱靶条件下，若鞘层加速后的入射能量低于阈值，物理溅射会被显著抑制。因此，物理溅射产额 $Y_{phy}(E, \theta)$ 主要依赖入射粒子能量 E 、入射角 θ 、入射粒子与靶原子的质量比、靶材料表面结合能以及表面粗糙度、混合层和氧化层等表面状态，并通常具有明确的阈值特征^[94-96]。对于

D/T 等轻燃料离子轰击 W 等高 Z 重金属靶，由于单次碰撞能量转移效率较低且 W 表面结合能较高，其物理溅射阈值通常显著高于碳材料；因此，在低靶区温度或偏滤器脱靶条件下，钨物理溅射源项可被有效抑制。表 1.2 给出了几类重要面向等离子体材料的典型溅射阈值量级和化学侵蚀特征。化学溅射，也常称为化学侵蚀，则主要指碳基材料在氢同位素等离子体作用下通过化学反应形成挥发性烃类分子并离开材料表面的过程。入射 H/D/T 粒子进入石墨或碳基材料近表面后，可造成 C-C 键断裂、表面氢化以及 C-H/C-D 键形成，随后以 CH_x 、 CD_x 等烃类分子形式释放。与物理溅射不同，化学溅射并不完全由碰撞级联和表面结合能阈值决定，而是同时依赖入射粒子能量、粒子通量、表面温度、氢同位素种类、材料微结构以及表面氢化程度等因素；其典型过程通常包括热激活的烃分子释放和低能粒子诱导的表面烃基团脱附两类机制^[97-99]。因此，在 J-TEXT 等碳壁或石墨限制器装置中，即使边界或靶区温度较低，碳材料仍可能通过化学溅射持续提供碳杂质源，并通过再沉积和共沉积过程影响壁状态、燃料滞留和后续放电中的杂质水平。需要强调的是，本文所称化学溅射主要指碳材料与氢同位素形成挥发性烃类产物的化学侵蚀过程。对于 W 等高 Z 金属壁材料，在通常托卡马克边界等离子体条件下不应简单采用碳材料的化学溅射模型，其主导杂质源项一般来自物理溅射，包括燃料离子超过阈值后的直接物理溅射、C/O/N/Ne 等杂质离子诱导的物理溅射，以及瞬态热负荷、熔化、再沉积和表面形貌演化等过程^[93,100]。近年来在 TEXTOR、ASDEX Upgrade 和 EAST 等装置中也观测到 WD 分子相关的 chemically assisted physical sputtering 现象^[101-102]，但该过程不同于碳材料形成 CH_x/CD_x 的常规化学腐蚀，且目前定量模型仍存在不确定性。因此，本文在 J-TEXT 碳壁分析中考虑 $Y = Y_{\text{phy}} + Y_{\text{che}}$ ，而在 EAST 和后续钨壁参数分析中主要考虑钨的物理溅射源项。

实验上已有大量证据表明，等离子体-器壁相互作用中的溅射过程是聚变等离子体杂质的重要来源，并可通过辐射损失、燃料稀释、芯部高 Z 杂质积累、壁材料侵蚀和燃料滞留等途径影响放电性能。例如，JET 从全碳壁向 Be/W ITER-like wall 转换后，在几乎相同装置条件下观测到杂质、材料迁移、燃料滞留和运行窗口均发生显著变化，说明等离子体面对材料的选择不仅改变边界等离子体-器壁相互作用过程，也会反馈影响主等离子体运行^[103]。ASDEX Upgrade 的全钨壁实验也表明，钨的器壁溅射来源与边界输运过程对芯部钨含量与辐射分布具有决定性影响^[104]，并发展出利用

表 1.2: 几类重要面向等离子体材料的溅射阈值量级、化学溅射特征。阈值随入射角、表面结合能、混合层、氧化层和表面粗糙度变化，表中数值仅表示常用量级参考^[93,95,97,100]。

靶材料	典型用途	物理溅射阈值典型量级	化学侵蚀特征	备注
C/石墨	碳壁、限制器	D→C 约 25–35 eV	与 H/D/T 可形成挥发性 CH_x/CD_x ，低于物理溅射阈值时仍可能发生化学溅射。	J-TEXT 碳壁分析中需要同时考虑物理溅射和化学溅射。
B/硼化层	壁处理	D→B 约 20–30 eV，实际值依赖硼化层成分等。	不具有类似碳材料的烃类化学侵蚀。	可作为有效低 Z 表面处理，降低 O/C 等杂质源。
W/钨	全金属壁、偏滤器、未来聚变堆首选高 Z 材料	D→W 约 200 eV 量级；C/O/Be 等杂质离子溅射 W 的阈值显著更低，C→W 通常为数十 eV 量级。	常规 H/D 条件下不发生碳式烃类化学侵蚀，主要为物理溅射。	EAST 和 CFETR 分析中主要考虑钨物理溅射。

中心加热与磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 活动协同抑制钨积累的运行策略^[105]。

随着国际热核聚变实验堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 和中国聚变工程试验堆 (China Fusion Engineering Test Reactor, CFETR) 及后续装置的第一壁和偏滤器逐步转向以钨等高 Z 材料为主的方案，低浓度高 Z 杂质进入芯部即可产生强辐射损失，因此壁溅射源项及其输运过程是密度极限和高密度运行研究中必须考虑的物理环节。相比于低 Z 杂质，高 Z 杂质的辐射系数通常高出多个数量级^[106]，因此即使只占极低浓度，也可能在芯部产生显著辐射损失，并通过芯部积累进一步恶化主等离子体性能^[93,104-105]。

除器壁溅射外，聚变产物本身也会成为杂质来源，例如氘氚聚变中的氦灰若不能及时排出，便会对芯部燃料产生稀释作用并改变功率平衡。另一方面，外部主动注入的杂质则常被用于破裂缓解、热负荷控制和脱靶调控等方面。例如，向刮削层 (Scrape-off Layer, SOL) 区域注入氮气、氖气等低 Z 杂质，可通过增强边界辐射实现辐射偏滤器运行并促进脱靶^[107-108]。这类方案的基本思想是在 SOL 和偏滤器等边界

区域以辐射形式耗散更多输入功率，从而降低靶板峰值热流、保护面向等离子体部件，并为稳态高功率运行创造条件^[92-93]。在 EAST 装置中，Tao He 等人通过结合上游氖气注入和偏滤器氦气注入，实现了偏滤器脱靶与杂质控制的兼容性，并保持了良好的芯部约束^[109]；B. Liu 等人的研究进一步表明，杂质注入位置和方向会显著影响环向不对称热负荷分布，靠近分界线的注入更有利于降低靶板热负荷^[110]。此外，J-TEXT 上发展的电磁弹丸注入（Electromagnetic Pellet Injection, EMPI）系统能够以高速发射弹丸，提供快速响应的杂质注入能力，用于缓解等离子体破裂^[111]。理论模拟也表明，氦气等杂质边界注入会影响等离子体温度和电流剖面，并可能触发撕裂模等 MHD 不稳定性，最终导致等离子体破裂^[112-116]。在破裂缓解场景下，杂质注入还可通过提高等离子体密度和辐射损失来散射与减速逃逸电子，从而抑制逃逸电子束的形成或减轻其危害；对 AUG 和 JET 托卡马克中氦气诱导破裂的模拟研究表明，杂质注入能够显著改变逃逸电子的相空间分布并抑制逃逸电子束^[117]。

不同杂质的危害程度和辐射特征存在显著差异。杂质粒子的存在不仅会稀释主等离子体燃料粒子，降低可用于聚变反应的燃料离子密度，从而降低聚变功率密度并抬升点火门槛^[25,118]；其辐射系数和电离态分布的变化还会显著改变辐射的空间分布及其与输运和 MHD 的耦合行为^[46,73,119]。总体而言，高 Z 杂质比低 Z 杂质对芯部等离子体更具破坏性。图 1.8 给出了碳、氧、铁和钨元素的杂质辐射系数和平均电荷数随温度的变化；图 1.9 则展示了在相同辐射能量占比条件下，不同核电荷数杂质所需的浓度份额。可以看出，高 Z 杂质只需极低浓度即可产生与低 Z 杂质相当甚至更强的辐射损失，因此其对燃烧等离子体运行窗口的限制尤为显著。

1.3.2 杂质辐射效应

聚变堆中杂质辐射主要包括自由-自由辐射（韧致辐射）、自由-束缚辐射（复合辐射）以及束缚-束缚辐射（线辐射）等由原子过程导致的辐射^[46,73,118-119]。在许多托卡马克建模与定标分析中，杂质辐射常被写为“辐射损失函数”的形式。对于某一杂质组分 z ，其辐射功率密度可近似写为

$$P_{\text{rad},z} \approx n_e n_z L_z(T_e), \quad (1.9)$$

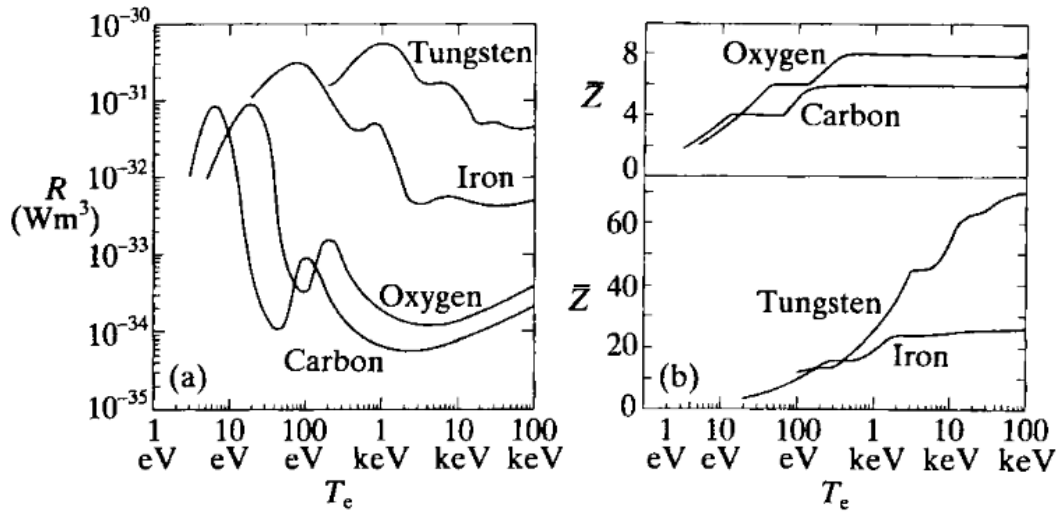


图 1.8: 碳、氧、铁和钨元素的杂质辐射系数和平均电荷数随温度的变化。摘自^[73]图 6.1。

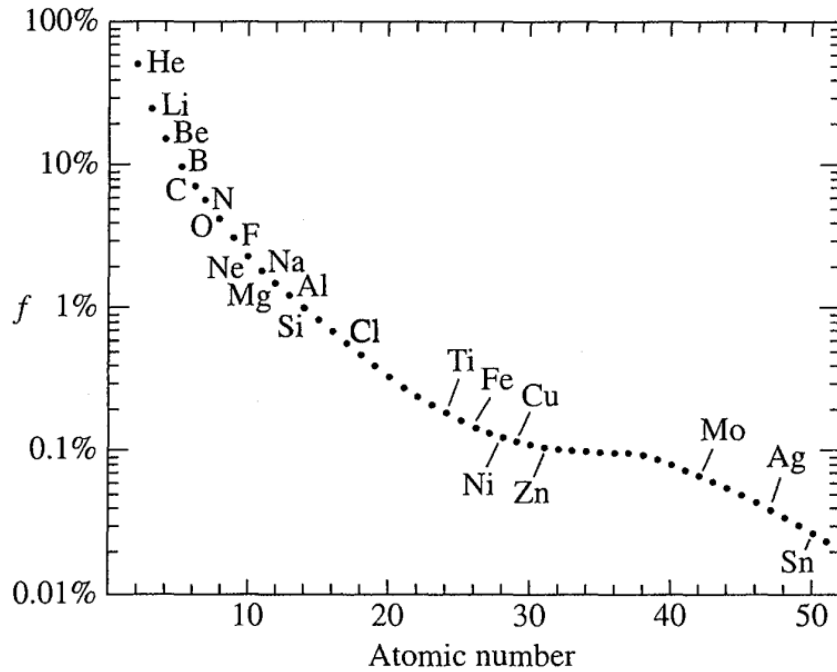


图 1.9: $T = 10 \text{ keV}$ 时, 杂质辐射能量占总聚变能 10% 时的杂质份额。摘自^[25]图 4.26.2。

其中 n_e 为电子密度, n_z 为杂质离子密度, $L_z(T_e)$ 为与原子过程相关的冷却函数, 通常强烈依赖电子温度, 并与具体元素及电子密度有关^[46,119-121]。当将各类辐射过程与多种杂质组分汇总后, 托卡马克等离子体总辐射功率可近似写为

$$P_{\text{rad}} = P_{\text{brem,bulk}} + \sum_z n_e n_z L_z(T_e), \quad (1.10)$$

其中 $P_{\text{brem,bulk}}$ 为主燃料离子导致的本底韧致辐射。在本文的记号约定中, L_z 同时包含线辐射、复合辐射以及杂质粒子贡献的韧致辐射^[46,118-121]。

为了刻画多离子组分对碰撞过程与辐射过程的综合影响, 例如用于描述电阻率和韧致辐射水平等, 实验与建模中常引入有效电荷数 Z_{eff} ^[25,73]。其定义为

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_j n_j Z_j^2}{\sum_j n_j Z_j}, \quad (1.11)$$

它反映了多离子组分对碰撞过程与辐射过程的综合影响, 并常作为实验诊断和理论建模中的关键参数之一^[25,73]。

需要强调的是, $L_z(T_e)$ 的温度依赖决定了“辐射主要发生在何处”。对于低 Z 杂质, 辐射通常在较低温区更强, 例如边界和 SOL 区域的数十 eV 至数百 eV 范围, 因此更适合用于边界杂质注入、脱靶与热负荷控制; 而对高 Z 杂质而言, 尽管在高温芯部可能趋于高电离态并减少部分线辐射通道, 但其总体辐射贡献仍可能显著, 一旦在芯部发生积累, 便会导致强芯部辐射、主粒子密度稀释并抬升点火门槛^[73,104,118]。因此, 燃烧等离子体中杂质控制的核心目标可以概括为: 既要在边界通过辐射有效排出能量, 又要避免高 Z 杂质在芯部聚集而引起热猝灭^[92-93,108]。

从托卡马克运行性能角度看, 杂质辐射的不利影响主要体现在三个方面。首先, 杂质辐射会直接带来功率损失并降低主等离子体温度, 从而压缩可达运行参数区间。当前 ITER 正处于建造阶段, CFETR 也已进入工程设计阶段, 磁约束聚变研究已逐步迈入邻近燃烧等离子体的时代; 在这一背景下, 若高 Z 杂质进入芯部并发生积累, 或边界辐射增强并与输运和 MHD 过程耦合, 辐射效应便可能成为限制燃烧等离子体性能和运行窗口的关键因素^[93,104-105]。其次, 杂质会稀释主燃料离子密度, 从而降低聚变功率密度并抬升点火门槛。最后, 辐射冷却会改变温度和电阻率分布, 进而影响电流剖面演化, 并可能与输运及 MHD 过程耦合, 引发性能退化甚至破裂。

高 Z 与低 Z 杂质对主等离子体的影响具有显著差异。总体而言，低 Z 杂质更容易在边界温区以谱线辐射形式消耗输入功率，因此常被用于辐射偏滤器和脱靶控制；而高 Z 杂质（如钨）一旦进入并积累在芯部，则可能在高温区仍产生不可忽略的辐射损失，并显著抬升点火门槛^[93,104,108,118]。此外，高 Z 杂质往往会显著提高 Z_{eff} ，从而增强韧致辐射并改变电阻率与电流剖面演化；辐射冷却与输运和 MHD 过程相互耦合后，还可能诱发或强化某些不稳定性，例如辐射驱动的撕裂模和锁模等，进而导致性能劣化甚至破裂^[85-86,105,122]。

从燃烧与点火条件角度看，杂质的影响至少体现在两条链路：其一是辐射功率损失增加，其二是燃料稀释导致聚变反应率下降^[46,118-119]。在零维稳态能量平衡框架下，这两条链路会共同提高维持给定温度所需的外部加热功率或能量约束时间要求，从而抬升点火门槛。对于高 Z 杂质而言，即使其杂质浓度非常低，也可能通过 Z_{eff} 与 $L_z(T_e)$ 的综合作用造成显著的性能降低^[118,123]。

为更直观地说明“燃料稀释效应”，考虑最简化的准中性关系：假设等离子体中燃料离子为氘、氚且满足 $n_D = n_T$ ，同时只考虑一种平均电荷数为 \bar{Z} 的杂质离子，其密度为 n_Z ，则有

$$n_e = n_D + n_T + \bar{Z}n_Z, \quad n_D = n_T = \frac{n_e - \bar{Z}n_Z}{2}. \quad (1.12)$$

以 $f_Z = n_Z/n_e$ 表示杂质在电子密度归一化意义下的浓度，则燃料离子密度相对无杂质情况的降低近似为 $1 - \bar{Z}f_Z$ 。由于聚变功率密度满足 $P_{\text{fus}} \propto n_D n_T$ ，因此在该简单模型下，考虑稀释效应后聚变功率密度相对无杂质情况的降低近似为

$$\frac{P_{\text{fus}}}{P_{\text{fus},0}} \approx (1 - \bar{Z}f_Z)^2, \quad (1.13)$$

这说明在保持 n_e 不变时，高 \bar{Z} 杂质会以更迅速的方式降低聚变功率密度并抬升点火要求。另一方面， Z_{eff} 的升高不仅会增强韧致辐射损失，也会通过提高 Spitzer 电阻率 ($\eta \propto Z_{\text{eff}} T_e^{-3/2}$) 影响电流剖面与欧姆功率分配，从而与输运和 MHD 过程耦合，进一步触发撕裂模等磁流体不稳定性并引发破裂^[25,73]。

考虑 DT 聚变反应的零维稳态功率平衡方程^[124]

$$S_{\alpha} + S_h = S_R + S_{\kappa} \quad (1.14)$$

其中, $S_{\alpha} = \frac{E_{\alpha}}{16} p^2 \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^2}$ 为聚变反应产生的 α 粒子加热功率, $p = 2nT$ 为总压强, S_h 为外部加热功率, S_R 为辐射损失功率, S_{κ} 为热扩散功率。该方程表明, 辐射损失是决定温度 T 、密度 n 和能量约束时间 τ_E 是否能满足点火条件的重要因素之一。

在理想点火条件下, 若忽略热传导损失和外部加热, 则等离子体达到稳态功率平衡时应满足

$$S_{\alpha} = S_R \quad (1.15)$$

若仅考虑轫致辐射 $S_B = \frac{C_B}{4} \frac{p^2}{T^{3/2}}$, 则可得到满足理想点火条件的最低温度要求, 如图 1.10 所示:

$$T \geq 4.4 \text{ keV}. \quad (1.16)$$

方程 (1.16) 给出了理想点火条件下等离子体温度的下限。

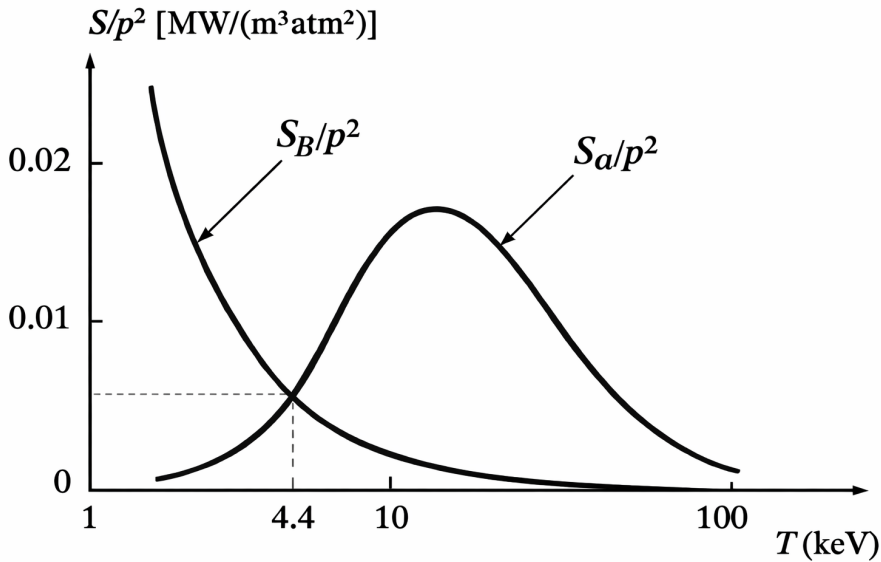


图 1.10: α 加热功率和轫致辐射作为温度的函数, 交汇点相当于理想点火条件。摘自^[124]图 4.1。

在更实际的情况下，需要进一步考虑热传导功率损失，此时功率平衡关系写为

$$S_\alpha = S_R + S_\kappa \quad (1.17)$$

其中 $S_\alpha = \frac{E_\alpha \langle \sigma v \rangle}{16 T^2} p^2 = K_\alpha \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_k^2} p^2$ (MW/m³), $S_R = \frac{C_B}{4} \frac{p^2}{T^{3/2}} = K_B \frac{p^2}{T_k^{3/2}}$ (MW/m³), $S_\kappa = \frac{3}{2} \frac{p}{\tau_E} = K_\kappa \frac{p}{\tau_E}$ (MW/m³)。由此可得

$$p\tau_E \geq \frac{K_\kappa T_k^2}{K_\alpha \langle \sigma v \rangle - K_B T_k^{1/2}} \approx K_I \frac{T_k^2}{\langle \sigma v \rangle} \quad (\text{atm s}) \quad (1.18)$$

其中, $p\tau_E = 2n\tau_E T$, 而 $n\tau_E$ 即为劳森参数。方程 (1.18) 的曲线如图 1.11 所示。聚变三乘积 $n\tau_E T$ 是评估聚变装置接近点火程度的重要参数, 图 1.12 展示了主流聚变装置的三乘积分布图。其中, J-TEXT 的能量约束时间由以下定标律^[125] 给出:

$$\tau_E^{\text{ITER89-P}} = 0.048 M^{0.5} I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa^{0.5} n^{0.1} B^{0.2} P^{-0.5} \quad (1.19)$$

式中, M 为燃料离子的平均原子质量数, I_p 为等离子体电流 (单位为 MA), R 为等离子体大半径 (单位为 m), a 为等离子体小半径 (单位为 m), κ 为等离子体拉长比, n 为线平均电子密度 (单位为 10^{19} m^{-3}), B 为环向磁场强度 (单位为 T), P 为总加热功率 (单位为 MW)。对于 J-TEXT, 取 $M = 1.0$, 等离子体电流 $I_p \approx 0.2 \text{ MA}$, 大半径 $R = 1.05 \text{ m}$, 小半径 $a \approx 0.25 \text{ m}$, 拉长比 $\kappa = 1.0$, 线平均电子密度 $n_e \approx 0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 环向磁场 $B_t \approx 2 \text{ T}$, 总加热功率 $P_{\text{heat}} \approx 0.4 \text{ MW}$, 可得 $\tau_E \approx 14 \text{ ms}$ 。进一步取离子温度 $T_i \approx T_e \approx 1.0 \text{ keV}$, 则有 $n_i \tau_E \approx 4.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s}$, 以及 $n_i \tau_E T_i \approx 4.2 \times 10^{17} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}$ 。由以上分析可以看出, 辐射损失与燃料稀释都会提高达到点火条件所需的约束要求, 因此杂质控制是燃烧等离子体研究中不可回避的核心问题之一。

除点火与功率平衡外, 杂质辐射还会显著影响磁流体稳定性。辐射冷却导致的局域温度下降会提高电阻率并改变电流分布, 从而增强撕裂模等不稳定性的驱动力, 推动锁模和破裂前兆的发展。相关的辐射驱动热阻撕裂模理论与数值研究已经给出了与密度极限实验规律相一致的解释框架^[185-86,114,116,126-127]。这表明, 杂质辐射的影响并不仅限于能量损失本身, 还可能通过与电流剖面、输运和 MHD 过程的耦合, 进一步决定高密度运行的稳定边界。

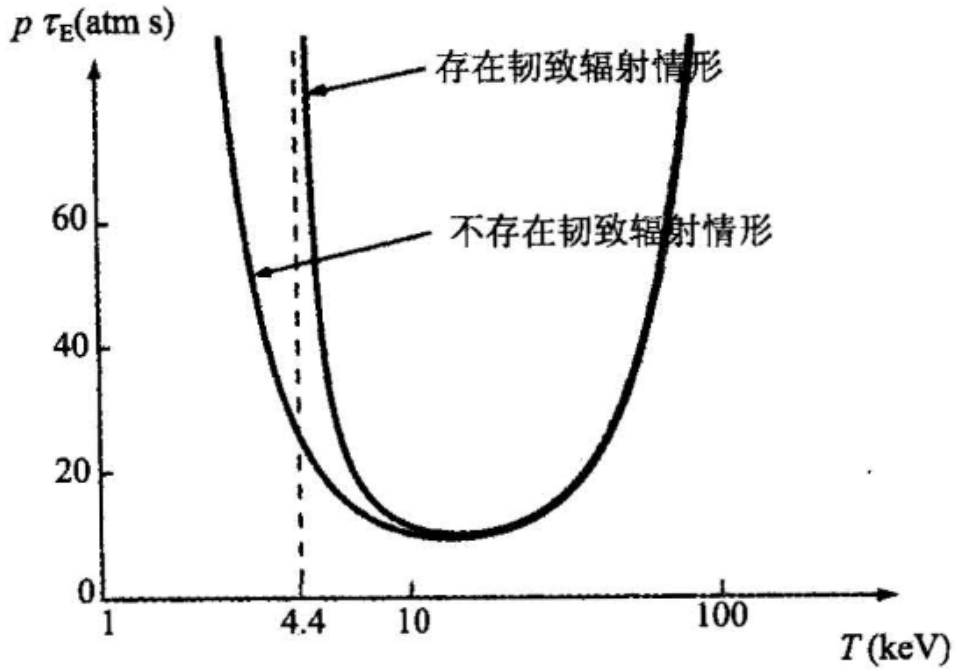


图 1.11: 点火条件中作为温度函数的 $p\tau_E = 2n\tau_E T$ 值。摘自^[124]图 4.2。

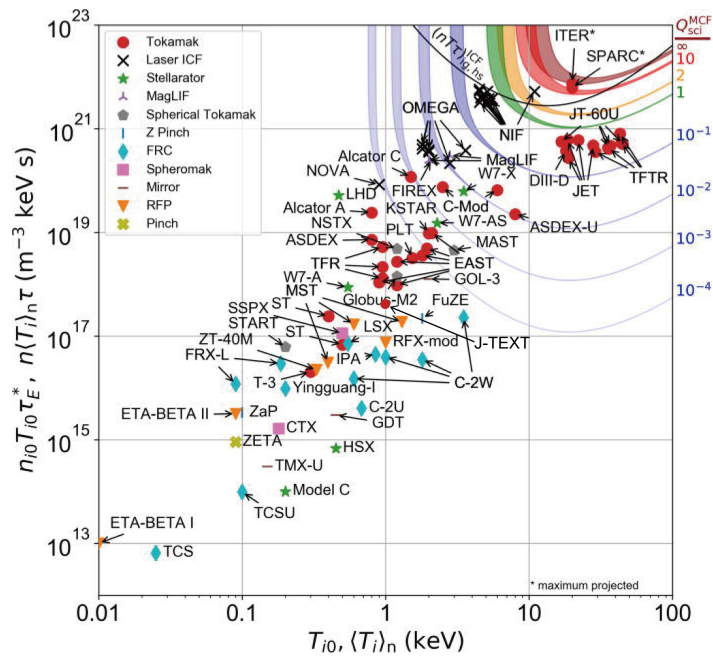


图 1.12: 不同聚变装置的三乘积与温度。根据文献^[28]中的图 16 修改得到。

另一方面，杂质辐射并非始终有害。分布在等离子体边界区域的低 Z 杂质可以通过辐射降低局部等离子体温度，减轻等离子体与材料间的相互作用，并降低高 Z 材料的溅射，从而间接减少进入主等离子体的高 Z 杂质含量；同时，在边界或 SOL 区域通过杂质辐射耗散注入功率，还可以避免大量能量沉积在局部狭窄的靶板打击点区域，从而缓解偏滤器靶板过高热负荷并促进脱靶^[92-93,107-108,128]。因此，杂质辐射效应的综合影响是复杂的：其既可能限制等离子体性能和稳定性，也可能在适当控制下成为边界热负荷管理与运行优化的重要手段^[92-93,108]。

总体而言，杂质辐射对托卡马克运行具有明显的双重性：芯部杂质积累会带来辐射损失、燃料稀释和稳定性恶化，而受控的边界杂质辐射又有助于降低偏滤器热负荷并促进脱靶。由于器壁溅射是托卡马克杂质的重要来源之一，因此有必要进一步从等离子体-器壁相互作用角度分析杂质的产生、输运及其反馈效应。下一节将围绕这一问题展开讨论。

1.4 等离子体-器壁相互作用

当前托卡马克装置运行中，高温等离子体与装置器壁或靶板之间会产生强烈的相互作用。高温等离子体的强粒子流对壁材料的强烈轰击后会在材料表面产生反射、滞留和脱附等物理和化学过程，最终导致部分入射粒子和溅射粒子返回等离子体影响芯部等离子体行为和参数，如等离子体温度和密度，严重时甚至导致等离子体破裂^[129-130]。未来燃烧等离子体参数下的聚变堆装置中，由于芯部等离子体参数更高，到达第一壁和靶板材料表面的粒子流和热流更加强烈，会导致壁和靶板材料更严重的溅射、熔化等器壁相互作用效应，产生的杂质如何进入等离子体，其产生的辐射功率损失和燃料稀释等效应是否会对聚变性能造成重大影响亟待研究。

1.4.1 等离子体-器壁相互作用概述

早在 20 世纪 80 年代左右，聚变界已经认识到了等离子体边界对提高等离子体芯部参数的重要性。直到今日，等离子体边界多个方面已经得到了丰富的研究进展，包括偏滤器位形的设计和研究、壁处理技术的发展、等离子体热流和粒子流的控制技术等。

偏滤器是当前托卡马克装置最重要的部件之一，其基本功能包括：(1) 高效排出高温等离子体粒子流、热流以及聚变反应产生的氦灰；(2) 有效屏蔽来自第一壁

材料的杂质，降低其对等离子体的污染。根据这些功能需求，偏滤器位形与结构设计主要集中在降低打击点区域单位面积热负荷、增强偏滤器粒子排出能力以及降低偏滤器区域中性粒子返流等方面。根据结构形式，偏滤器主要包括单零偏滤器、双零偏滤器、X-偏滤器、雪花偏滤器、超级 X 偏滤器等。一般来说，增加 X 点数量可以增强偏滤器对热负荷的排出能力、降低打击点区域单位面积的热负荷，但同时也会使偏滤器结构更为复杂，工程设计难度增大^[130]。

高参数等离子体的获得必须以良好的第一壁条件为基础，比如低杂质和低再循环水平^[131]。低杂质水平要求清除第一壁和靶板表面吸附的各种杂质，从而降低等离子体运行过程中壁表面杂质的释放；低再循环水平则要求降低第一壁和靶板表面的粒子滞留。壁处理技术主要包含烘烤、放电清洗等材料表面清洗技术以及壁材料表面涂覆技术。烘烤和放电清洗过程中，附着在壁上的杂质粒子主要通过烘烤或吸收各种加热方式产生的高能粒子获得能量；当其能量超过与壁表面的结合能后，便会从壁表面脱附，从而实现清洗的目的。从加热方式区分，当前托卡马克主要的放电清洗方式包括：直流辉光放电清洗、离子回旋放电清洗、电子回旋放电清洗、泰勒放电清洗以及螺旋波放电清洗等。为改善粒子再循环并控制杂质产生，托卡马克还需要在第一壁上涂覆一层低 Z 材料，以改变器壁表面的成分及性质，例如进行锂化、硼化和硅化等处理^[132]。

托卡马克运行过程中，等离子体能量和粒子进入具有开放磁力线的刮削层，在磁力线平行输运和垂直输运的共同作用下到达偏滤器区域，给偏滤器靶板带来极高的热流，并沉积在较小的一片区域中，通常打击点附近高热负荷沉积区的极向宽度只有几厘米^[92]。偏滤器热负荷是限制高功率长脉冲运行最关键的偏滤器物理量之一，过高热负荷会给靶板材料带来严重损伤，影响等离子体的稳定维持，并导致杂质粒子产生并进入等离子体区域，破坏主等离子体性能，严重时甚至导致破裂^[93]。对高参数燃烧等离子体聚变堆而言，偏滤器靶板的稳态热流远超当前材料能够承受的极限，必须加以控制或减弱。当前国际上稳态热流的控制方法主要有：(1) 通过辐射偏滤器辅助实现偏滤器脱靶^[133]，这是当前国际聚变界普遍认可、最有可能用于未来聚变堆的方法；(2) 通过改变边界磁拓扑结构引起打击点展宽，进而有效增大偏滤器热流沉积区域，从而降低峰值热流^[134]；(3) 利用雪花偏滤器、超 X 偏滤器等先进偏滤器位形，通过改变边界磁平衡位形有效增加磁展宽，从而达到降低热负荷的目的。

等离子体模拟是深入理解复杂等离子体行为的有效途径之一。针对托卡马克边界等离子体行为,国际上已开发了多款等离子体边界输运程序,如 B2^[135], EDGE2D^[136], UEDGE^[137-138], SOLEDGE^[139-140], TECXY^[141] 等。这类程序通过求解刮削层区域等离子体粒子和能量输运方程获得边界等离子体温度、密度剖面以及粒子流和能流等信息。此外,由于边界处等离子体与中性粒子相互作用较为频繁且对等离子体行为有重要影响,因此为获得更自洽真实的物理结果,通常将以上边界流体输运程序与中性粒子蒙特卡洛程序(如 EIRENE)进行耦合计算。国际上此类程序应用较多的代表是 SOLPS-ITER^[142]。

1.4.2 等离子体边界-芯部耦合研究

这里的等离子体边界主要指从最外层闭合磁面外的 SOL 延伸到器壁和偏滤器靶板的区域。边界区与芯部之间存在强耦合:一方面,芯部功率与粒子源决定了到达分离界面(separatrix)的功率/粒子通量,从而影响 SOL 与偏滤器的热负荷、再循环、脱靶与杂质产生;另一方面,边界区的中性粒子返流、杂质溅射与辐射冷却又会通过燃料补给与功率损失反馈到芯部,进而影响密度、辐射分布与约束。因此,要定量评估偏滤器热负荷、脱靶窗口以及杂质对芯部性能的影响,往往需要边界-芯部耦合的集成模拟。

边界-芯部耦合的主流做法是“分区建模+界面交换”。芯部输运程序通常求解一维径向的粒子、能量和电流扩散方程,并集成加热电流驱动、辐射损失与经验或准一阶原理的输运模型,给出随时间演化的芯部剖面以及进入分离界面的功率与粒子通量,例如 BALDUR^[143]、ONETWO^[144]、TRANSP^[145] 等。边界侧则以二维流体输运代码求解 SOL 与偏滤器区域的粒子与能量输运,并与中性粒子/分子蒙特卡洛模块耦合,以自洽描述电离、复合、荷交换、辐射与再循环等原子分子过程,从而给出靶板热流/粒子流、脱靶程度、中性粒子源以及杂质源项等对芯部的“边界反馈”^[73]。

以 SOLPS-ITER 为例,它将等离子体二维流体输运求解器 B2.5 与 EIRENE^[146] 进行耦合,并可在一定程度上覆盖靠近分离界面的闭合磁面区域,以改善对边界-芯部过渡层(如近分离界面区域/台基附近)的描述^[135,142]。EDGE2D-EIRENE 采用类似的“二维边界流体+中性粒子蒙特卡洛”框架,在 JET ITER-like wall 等装置的钨溅射与边界输运研究中有代表性应用^[136]。这类边界模拟结果(包括靶板处粒子流、能流、边界辐射和中性粒子源等)为芯部功率与粒子边界条件、以及壁相互作用杂质

源进入芯部的建模提供了关键输入。

围绕 SOLPS-ITER 的典型研究主要集中在偏滤器排热与杂质和燃料循环的定量评估上。Kukushkin 等对 ITER 偏滤器设计收敛过程进行了总结,展示了 SOLPS (B2-EIRENE) 在靶板功率负荷、再循环与辐射耗散评估中的关键作用,并强调边界模拟在几何设计与运行窗口确定中的“设计约束器”地位^[147]。在更贴近燃烧等离子体运行的参数区间中,Pacher 等利用 SOLPS 研究了铍和钨器壁环境下的杂质注入(如 Ne)辐射偏滤器方案,并结合与芯部约束与 SOL 区功率的讨论给出了可操作窗口随注入水平与 SOL 区功率变化的规律^[148]。此外,SOLPS-ITER 也常用于装置实验的验证与机理分析,例如 Chen 等对 EAST 上 Ne 注入辐射偏滤器实验进行 SOLPS-ITER 模拟,得到的上游剖面与外靶板区域结果与实验符合,并给出了 X 点附近辐射增强区域的解释^[149]。

在更全面的集成模拟中,JINTRAC 等集成模拟程序通过统一的工作流把芯部与边界多个模块连接起来(例如 JETTO 与 EDGE2D-EIRENE 耦合),从而实现“全装置(whole-device)”的情景预测与实验解释。Romanelli 等开展了 ITER 气体加料阶段的动力学集成模拟,指出在低约束模(Low confinement mode, L 模)阶段脱靶会限制分离界面密度并进而限制气体加料可达到的芯部密度;而在气体加料的高约束模式(High confinement mode, H 模)中可获得更高密度并给出中等偏高的聚变增益区间(典型 $Q \sim 6 - 8$),从而量化了“燃料补给-边界脱靶-芯部性能”的耦合关系^[150]。Eriksson 等进一步利用 JINTRAC 对 ITER 15MA 基准情景的平顶与退出阶段进行了预测模拟,并实现了对 D/T 粒子在全等离子体区域的一致处理^[151]。

除 SOLPS-ITER 与 JINTRAC 外,还有多种程序/框架开展了芯部-边界耦合研究。例如 COREDIV 侧重于在统一框架下进行芯部-SOL-偏滤器(含杂质)的一致性分析,Zagórski 等用其研究了 ITER 长脉冲 H-mode 与混合情景中钨杂质对运行窗口与聚变性能的影响,给出了对分离界面密度、SOL 侧垂直扩散以及 Ne 注入等参数的敏感性结论^[152]。在更通用的软件层面,FACETS 提供了面向“全装置”计算的并行耦合框架,可将核心输运、边界输运(如 UEDGE)等组件以紧耦合方式集成^[153];IPS 则提供了相对松耦合的组件化 workflow 框架,用于组织多代码协同运行与数据交换^[154]。

1.5 本论文研究意义和内容

托卡马克密度极限问题是磁约束核聚变研究中的核心前沿问题之一。对于聚变等离子体而言，提高等离子体密度不仅有助于提升聚变反应功率密度，而且对于实现燃烧等离子体、高增益运行以及改善未来聚变堆经济性都具有重要意义。然而，大量实验表明，托卡马克运行存在密度上限；一旦超过该上限，等离子体往往会发生约束恶化甚至大破裂，从而严重限制装置性能提升和高参数运行窗口拓展。传统 Greenwald 密度极限定标虽然在长期运行中被广泛采用，但其经验形式难以解释密度极限对加热功率、加料方式、壁材料和启动路径等因素的显著依赖。因此，深入揭示密度极限形成的物理机理，并探索可控提升密度极限的新途径，对于未来 ITER、CFETR 等燃烧等离子体装置实现高密度、稳定和安全运行具有重要科学意义与工程价值。

现有研究普遍表明，杂质辐射在密度极限形成过程中起关键作用，而杂质的重要来源之一正是等离子体-器壁相互作用。随着聚变装置逐步由碳壁向以钨为代表的金属壁过渡，壁材料溅射、边界辐射与芯部输运、功率沉积及磁流体稳定性之间的耦合关系变得更加复杂，也更加重要。特别是在燃烧等离子体参数区间，高 Z 杂质引起的辐射损失与燃料稀释效应可能进一步抬升点火门槛、压缩运行窗口。因此，从等离子体-器壁耦合视角研究杂质辐射对密度极限的影响，不仅有助于深化对密度极限机理的认识，而且能够为未来聚变堆运行模式设计、启动路径优化和壁负荷控制提供理论依据。

本论文围绕等离子体-器壁自组织杂质辐射理论展开研究，重点关注器壁溅射杂质、边界温度、辐射损失与密度极限之间的闭环反馈关系。首先在 J-TEXT 和 EAST 两类不同壁材料托卡马克装置上开展了对 PWSO 理论的系统验证；其次，将 PWSO 机制推广到燃烧等离子体点火条件、高增益运行和 CFETR 参数区间的密度极限预测中。最后，进一步将 PWSO 机制耦合到 1.5 维集成模拟程序中，构建了从低维物理图像到工程参数评估的研究路径。通过理论分析、数值模拟与实验验证的有机结合，本文试图回答以下几个关键问题：等离子体-器壁相互作用如何通过杂质辐射反馈影响密度极限；如何通过调控启动阶段和边界条件有效提升密度极限；以及这种机制在燃烧等离子体和未来聚变堆场景下是否仍然成立并具有应用价值。

围绕上述目标，本文研究内容和思路如图 1.13 所示，具体内容如下：

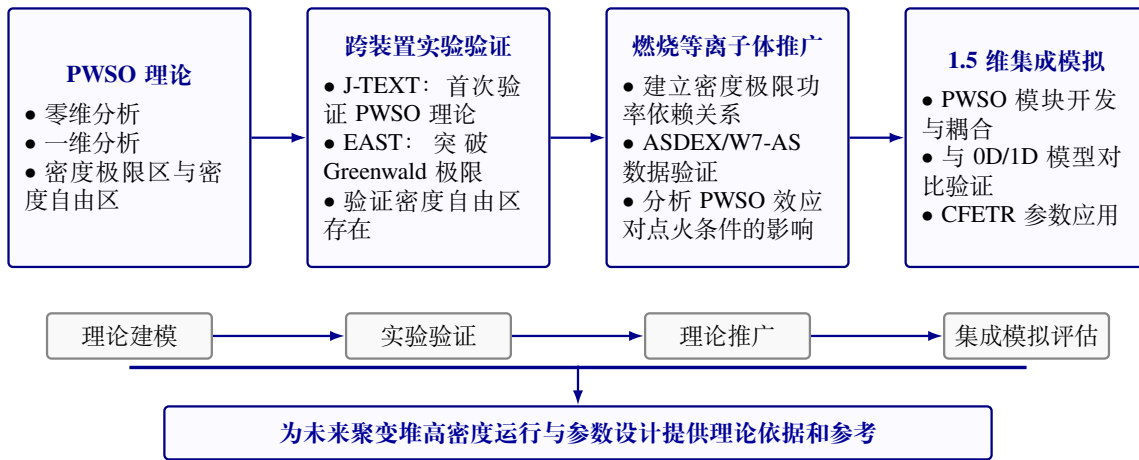


图 1.13: 本文研究内容和思路示意图。

第二章介绍本文采用的物理模型与数值程序。首先给出了 PWSO 零维和一维模型的基本物理图像和详细的数学描述，重点阐述了模型中杂质辐射、边界温度与密度极限之间的闭环反馈关系；随后介绍了 1.5 维集成模拟程序 BALDUR 的基本方程、输运模型和平衡求解模块，为后续开展理论分析和集成模拟奠定基础。

第三章开展 PWSO 理论的实验验证。针对 PWSO 理论关于密度极限与靶区等离子体温度的关键预言，本文设计了“提高启动阶段预充气量和 ECRH 加热功率”的实验方案。在 J-TEXT 碳壁装置上首次验证了 PWSO 模型的有效性。在此基础上进一步在全超导金属壁托卡马克 EAST 上实现了高达 1.30-1.65 倍 Greenwald 密度极限的运行，首次在托卡马克实验中证实了 PWSO 预测的密度自由区存在。

第四章将 PWSO 模型推广到燃烧等离子体参数区间。本章首先概述了实验中观察到的密度极限对加热功率的依赖关系；随后基于 PWSO 理论分析得到了密度极限对加热功率的定量依赖关系，并与托卡马克 ASDEX 和仿星器 W7-AS 的实验结果进行了比较验证，并将该依赖关系推广到燃烧等离子体参数区间，分析了 PWSO 机制对点火条件的影响。

第五章进一步开展 PWSO 效应的集成模拟分析。本文在 BALDUR 程序中实现了 PWSO 模块的开发与耦合，进而研究了在更复杂物理条件下杂质辐射及 PWSO 机制对密度极限的影响。模拟结果表明，即使在考虑输运剖面演化、背景杂质辐射和聚变产物效应的条件下，系统仍保持与低维 PWSO 理论一致的“密度极限区/密度自由区”结构特征。本章还基于 CFETR 稳态与混合运行模式参数，分析获得了相应条件下的密度极限依赖关系，为未来聚变堆高密度运行方案设计提供了理论支撑与参

考。

综上，本文围绕托卡马克密度极限这一关键科学问题，通过“理论建模-实验验证-燃烧等离子体推广-集成模拟评估”研究思路系统地研究了等离子体-器壁相互作用引起的自组织杂质辐射对密度极限的影响。一方面，本文从等离子体-器壁相互作用出发，深化了对杂质辐射主导密度极限形成机制的认识；另一方面，通过 J-TEXT 与 EAST 实验验证、燃烧等离子体分析以及 CFETR 参数下的模拟研究，展示了基于 PWSO 机制提升密度极限、拓展高密度运行窗口的可行性。本文研究结果有望为未来聚变堆实现高密度、高增益和可控辐射/壁负荷运行提供新的物理图像和理论依据。

2 物理模型与模拟程序

2.1 等离子体-器壁自组织理论

等离子体-器壁自组织 (PWSO) 理论自洽考虑了壁溅射杂质粒子的产生、输运与辐射演化, 以及其对芯部等离子体参数的反馈作用^[89]。该理论为理解实验中密度极限与杂质辐射、壁材料及边界状态之间的依赖关系提供了一种物理图像。其基本思想是: 壁面杂质源项的变化并不会瞬时反映到等离子体辐射行为上, 而是需要经历“溅射-输运、电离-辐射-热流反馈”的演化过程, 因此系统中存在有限时间延迟, 如图 2.1 所示。基于这一延迟过程, 可以建立关于杂质辐射演化的离散迭代方程; 当杂质辐射功率达到输入功率的 1/2 时, 系统到达不稳定临界点, 对应密度极限^[89]。

PWSO 理论强调, 在壁溅射杂质占主导时, 边界热流决定靶板区域等离子体温度 T_t , 而 T_t 结合壁材料属性进一步决定杂质溅射强度; 产生的杂质进入等离子体后通过辐射影响整体功率平衡, 并反过来调制边界热流, 从而形成闭环反馈^[89]。在这一反馈回路中, 由“溅射-输运、电离-辐射-热流”过程构成的时间延迟使系统可用离散迭代方程描述 (见 2.1.1 节), 并由此自然导出密度阈值^[89]。在该理论下, 密度极限与壁材料溅射性质密切相关, 且杂质溅射水平随靶板区域等离子体温度的非单调变化性质决定了密度演化存在两类典型区域:

- **密度极限区 (density-limit basin)**: 对应较高的靶区等离子体温度 T_t , 杂质源项较强, 辐射功率随密度上升而快速增加, 最终达到辐射密度极限;
- **密度自由区 (density-free basin)**: 对应较低的靶区等离子体温度 T_t , 对高 Z 材料而言物理溅射具有阈值效应, 低 T_t 可显著抑制溅射源项, 使系统维持低辐射稳态, 从而允许密度极限显著超过 n_G 而不触发由杂质辐射引起的热不稳定性。

以下分别介绍零维和一维 PWSO 模型的基本形式。

2.1.1 PWSO 零维模型

PWSO 理论的核心在于: 溅射杂质的产生与电离、杂质辐射对边界的反馈, 以及沉积功率到达靶板 (如偏滤器或限制器) 并非同时发生, 而是存在至少三段特征时间: 中性杂质从电离到产生辐射的时间 τ_1 , 杂质辐射从产生到影响靶板能量沉积

(热输运)的时间 τ_2 ，以及靶板溅射出的中性杂质到达电离位置的时间 τ_3 ，从而形成总延迟 $\tau_{\text{delay}} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$ ^[89]。图 2.1 给出该延迟反馈的示意图。

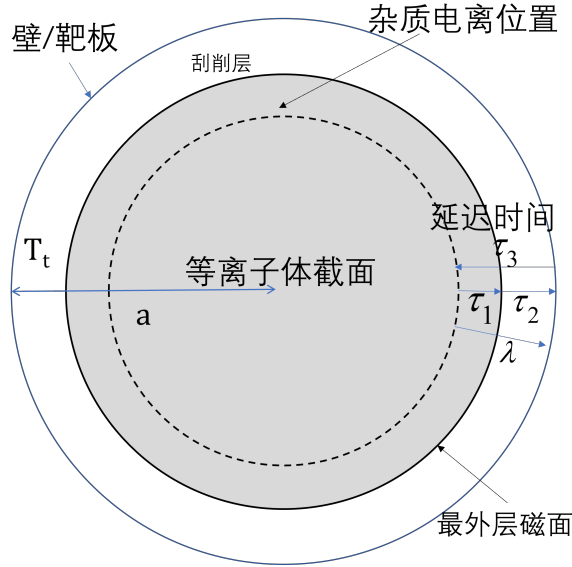


图 2.1: PWSO 杂质辐射模型示意图。其中 T_t 为靶板附近等离子体温度， a 为器壁半径， λ 代表杂质电离位置距靶板的距离， τ_1 代表中性杂质粒子从电离到产生辐射的时间， τ_2 代表辐射从产生到达靶板的时间， τ_3 代表靶板溅射粒子到达电离位置的时间^[89]。

沉积在靶板处功率记为 P_t ，靶区温度为 T_t ，则单位时间内靶板溅射产生的杂质原子数可写为^[73,89]

$$s = \frac{P_t}{T_t} I(T_t), \quad (2.1)$$

其中 $I(T_t)$ 为对靶区离子入射能量分布加权后的“有效溅射系数”

$$I(T_t) = \sqrt{\frac{c}{\pi T_t}} \int_0^\infty Y(cv^2 + \gamma T_t) \exp\left(-\frac{cv^2}{T_t}\right) dv, \quad (2.2)$$

其中 $c = M/2$ ， M 为入射离子质量， $Y(E)$ 为溅射产额函数， γT_t 表示入射离子在靶区鞘层加速后可用于溅射的特征能量项， γ 为无量纲常数^[73,89]。需要指出，对于不同壁材料，模型中的 $Y(E)$ 应理解为相应材料和表面状态下的有效溅射函数。对碳材料，本文在 J-TEXT 分析中采用物理溅射和化学溅射之和；对钨材料，本文在 EAST 和 CFETR 分析中主要考虑物理溅射，并忽略常规 H/D 条件下的碳式化学腐蚀。对于复合材料、混合层或严重再沉积表面，PWSO 模型形式上仍可通过有效溅射函数推广，但其可靠性依赖于壁表面成分、有效辐射系数和再沉积过程等是否能够被外部

给定或自洽模拟得到。因此，该模型对复合材料情况主要具有定性或半定量解释意义，完整处理还需与 2D/3D 边界与材料模拟程序耦合。

进一步假设有比例因子 f_{ion} 的溅射原子能够进入主等离子体并在距靶板 λ 的位置电离，则溅射杂质在等离子体边界附近形成的杂质密度幅度（以 Engelhardt-Feneberg 的简化扩散描述为例）可估计为^[73,89]

$$n_{\text{imp}} = \frac{f_{\text{ion}} s \lambda}{2\pi a L D_{\perp}}, \quad \lambda = \lambda_i + \lambda_{\text{SOL}}, \quad (2.3)$$

其中 a 为器壁半径， L 为聚变装置环向长度， D_{\perp} 为杂质粒子垂直扩散系数， λ_i 与 λ_{SOL} 分别表示电离位置在最外闭合磁面（Last Closed Flux Surface, LCFS）内侧的特征距离与 SOL 宽度。由上述杂质密度，可以得到由溅射杂质贡献的辐射功率（记为 A ）与 P_t 的依赖关系^[89]

$$A(P_t) = \frac{f_{\text{ion}} \lambda P_t}{a D_{\perp} T_t} I(T_t) \int_0^a r n(r) R_{\text{coe}} dr, \quad (2.4)$$

其中 R_{coe} 为杂质辐射系数， $n(r)$ 、 $T(r)$ 为密度与温度剖面。

在零维近似下，总输入功率记为 P ，总辐射功率记为 R ，则到达靶板的功率可写为 $P_t = P - R$ 。考虑反馈延迟后，辐射功率在相邻两次更新之间满足迭代关系^[89]

$$R_+ = A(P_t) = A(P - R), \quad (2.5)$$

其中 R_+ 表示延迟时间 τ_{delay} 之后的辐射功率。为得到可解析的稳定性判据，可进一步将 $A(P_t)$ 在一定区间内近似为线性关系 $A(P_t) \simeq \alpha P_t$ ，即

$$\alpha \equiv \frac{A(P_t)}{P_t}. \quad (2.6)$$

此时式 (2.5) 化为

$$R_+ = \alpha(P - R). \quad (2.7)$$

其不动点 R_{eq} 满足 $R_{\text{eq}} = \alpha(P - R_{\text{eq}})$ ，记辐射功率比例 $\mu \equiv R_{\text{eq}}/P$ ，则有 $\alpha = \mu/(1-\mu)$ 。线性迭代的稳定性要求 $|dR_+/dR| = |\alpha| < 1$ 。因此，当 $\alpha > 1$ （即 $\mu > 1/2$ ）时系统

失稳，对应托卡马克进入辐射不稳定区域，即超过密度极限；当 $\alpha < 1$ 时，反馈回路可维持稳定平衡并最终达到稳态^[89]，如图 2.2 所示。

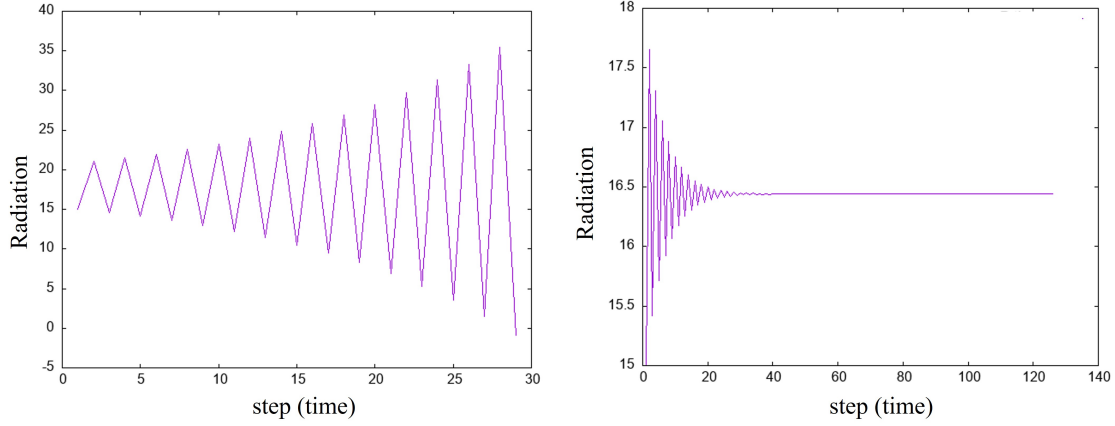


图 2.2: PWSO 0D 模型中, (左) $\alpha > 1$ (右) $\alpha < 1$ 时相对辐射功率随迭代步数 (时间) 的演化。

方程 2.4 表明, 在其他参数近似不变时, α 随辐射区域密度增大而增大, 从而“ $\alpha = 1$ ”可被解释为密度阈值。以简化的常数剖面估计, 即可得到密度极限对 T_t 、 D_{\perp} 与溅射函数 $I(T_t)$ 等参数的依赖关系: 靶区温度 T_t 降低到接近零时, 尤其在物理溅射占主导的情况下, 与溅射相关的函数 $I(T_t)$ 将显著降低, 从而降低 α 值、推高密度极限^[89]。考虑氦对钨材料的溅射, 图 2.3 给出 $I(T_t)/T_t$ 随靶区温度 T_t 的变化, 可以看到在 150 eV 以下, $I(T_t)/T_t$ 迅速下降, 表明靶区温度降低能够显著抑制溅射源项, 从而提高密度极限。图中红色 (蓝色) 区域表示 PWSO 理论预测的密度自由 (极限) 区, 分别对应较低 (较高) 的靶板区域等离子体温度 T_t 。此处密度自由区的定义为: 在该区域内, 密度极限值随靶区温度 T_t 的降低而快速显著增加; 它并非简单指超过 Greenwald 极限或不存在密度极限, 而是指该区域内的密度极限可能远超 Greenwald 极限, 不再是引起托卡马克破裂的主要限制因素。

2.1.2 PWSO 一维模型

在 PWSO 零维模型基础上, PWSO 模型的一维描述可进一步考虑杂质粒子和温度剖面效应、区分热源类型等更复杂、更真实的物理场景。具体而言, PWSO 1D 模型考虑了包含靶板杂质溅射的杂质粒子输运方程和热输运方程, 杂质粒子输运方程可写为

$$\partial_t n_{\text{imp}} - D_{\perp} \partial_x^2 n_{\text{imp}} = C_i [\partial_x T (r_{\text{LCFS},t} - \tau_{\text{delay}}) + T'_{\text{loss}}] \delta(x - a + \lambda) \quad (2.8)$$

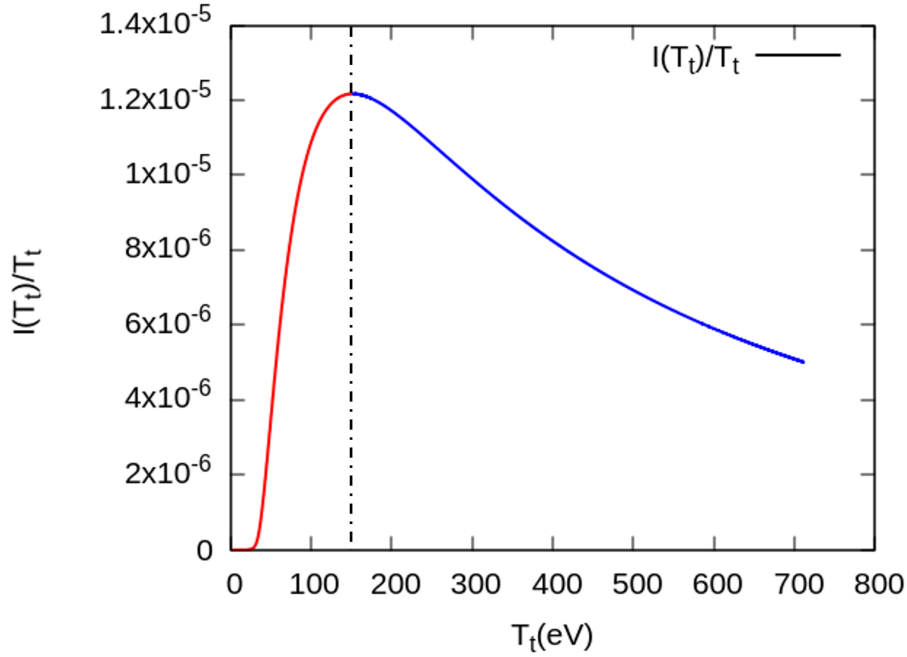


图 2.3: 考虑氦对钨材料的物理溅射, $I(T_t)/T_t$ 随靶区温度 T_t 的变化。重新绘制自文献^[89,155]。

其中 n_{imp} 为杂质密度, D_{\perp} 为粒子垂直输运系数, a 为器壁半径, $T'_{\text{loss}} = R_{\text{SOL}}/(2\pi a L K)$ 表征 SOL 辐射损失的影响, R_{SOL} 表示 SOL 区内辐射功率, 等离子体-器壁相互作用体现在参数 C_i 中:

$$C_i = -\frac{f_{\text{ion}} a K I(T_t)}{(a - \lambda) T_t} \quad (2.9)$$

其中 K 为热传导系数。热输运方程则为

$$n \partial_t T - K \partial_x^2 T = C_T T^{3/2} + p_{\text{add}} - n n_{\text{imp}} R_{\text{coe}}(T) \quad (2.10)$$

其中, C_T 为欧姆加热系数, n 为电子密度^[89], p_{add} 为其他加热功率密度, $R_{\text{coe}}(T)$ 为杂质辐射系数。

在大输运系数近似下, 即假设 D_{\perp} 与 K 足够大使得系统能快速达到准稳态剖面, 通过积分上述杂质粒子和热输运方程, 可推导出流经 LCFS 的功率 P_{LCFS} 满足如下关系 (详见文献^[89] 附录 C):

$$P_{\text{LCFS}}(t) = P + \alpha_{1D} R_{\text{SOL}} - \alpha_{1D} P_{\text{LCFS}}(t - \tau_{\text{delay}}) \quad (2.11)$$

其中 P 为总输入功率，并引入一维模型下的反馈系数 α_{1D} ：

$$\alpha_{1D} = n \frac{C_i \lambda}{D_{\perp} K} \lambda_{\text{rad}} R_{\text{coe}} \quad (2.12)$$

式中假设了杂质辐射集中在宽度为 λ_{rad} 的区域。令总辐射功率 $R = P - P_{\text{LCFS}} + R_{\text{SOL}}$ ，则上述关系可转化为与零维模型一致的迭代方程：

$$R_+ = R_{\text{SOL}} + \alpha_{1D}(P - R) \quad (2.13)$$

这表明一维模型在物理图像上与零维模型高度一致， R_{SOL} 项体现了 SOL 辐射对功率平衡的影响。如果考虑到有限的扩散系数，则总延迟时间 τ_{delay} 除了包含已有溅射杂质输运时间与 SOL 热传导时间外，还需包含芯部热扩散与粒子扩散的特征时间尺度 $\sim (a - \lambda)^2 / \chi$ 与 $\sim (a - \lambda)^2 / D_{\perp}$ 。

综上所述，一维模型不仅保留了“当反馈系数 $\alpha > 1$ （对应辐射分数 $\mu \gtrsim 1/2$ ）时触发不稳定性”这一核心结论，还更细致地刻画了 SOL 辐射、加热分布及输运过程对自组织临界状态的影响。

托卡马克密度极限的触发机制是一个复杂的多物理过程。PWSO 理论与已有密度极限理论并不矛盾，而是从等离子体-器壁相互作用与杂质自洽演化的角度，对密度极限形成机制提供了补充认识。不同理论通常关注密度极限演化链条中的不同物理环节：例如，有的理论强调辐射冷却与功率平衡，有的强调边界局域辐射结构（如 MARFE）的形成与演化，也有的强调电流分布变化及磁流体不稳定性的触发，或湍流增强引起的输运等微观机制。相较而言，PWSO 理论突出溅射杂质、边界热流与辐射之间的闭环反馈，着重揭示“杂质从何而来、如何随边界状态演化并进一步影响整体功率平衡”这一过程。而临界点附近究竟由何种微观机制触发失稳或最终导致破裂，仍需结合高时空分辨诊断数据和磁流体不稳定性、动理学过程或湍流输运等更细致的理论与数值模拟加以分析。因此，PWSO 理论与其他密度极限理论可视为对同一问题的不同层次描述和相互补充。

2.2 集成模拟程序 BALDUR

托卡马克集成模拟 (integrated modeling) 旨在统一数值框架下自洽耦合等离子体粒子输运、能量输运、电流扩散、磁流体平衡、辅助加热与电流驱动、杂质辐射以及燃料加料等多个物理过程, 从而研究放电全过程中密度、温度、电流、旋转与磁位形等关键参数的时空演化。其核心思想是在装置尺度上把局域输运模型、源项模型与磁流体平衡等约束联系起来, 以描述不同物理过程之间的相互反馈。与零维功率平衡分析或单一物理模型相比, 集成模拟能够更全面地反映多通道输运、外部加热、杂质行为和磁平衡演化之间的耦合, 因此已广泛应用于托卡马克实验结果解释、运行情景设计以及 ITER、CFETR 等未来装置参数预测与外推^[143,156-157]。

从应用方式上看, 托卡马克集成模拟通常兼具解释性与预测性两类功能。前者以实验测量结果为约束, 通过反演或拟合获得输运系数、加热沉积和源项分布, 以解释已有放电中的剖面演化与约束行为; 后者则在给定边界条件、加热功率、加料方案以及输运模型的基础上, 预测未来放电情景下等离子体参数的演化规律, 用于评估不同运行方案的可行性和稳定性。正因如此, 集成模拟已经成为连接基础输运理论、装置实验与聚变堆运行情景设计的重要桥梁^[156-158]。

从实现形式上看, 当前托卡马克集成建模工具大致可分为两类。第一类是集成模拟代码或代码套件, 例如 BALDUR^[143]、TRANSP^[157]、ASTRA^[159]、ONETWO^[144]、JINTRAC^[158] 等。它们通常直接求解等离子体输运、源项演化以及磁平衡相关方程, 在求解框架、耦合模块和适用场景上各有侧重, 例如, BALDUR、ASTRA 和 ONETWO 等程序长期用于托卡马克芯部 1.5 维输运与放电分析^[160-165]; TRANSP 在实验放电的解释性分析以及预测性模拟中应用广泛; JINTRAC 则更强调以模块化方式耦合芯部输运、边界和 SOL 以及加热电流驱动模型, 用于完整放电过程的综合模拟^[143-144,157-159]。第二类是集成建模框架或工作流平台, 例如 OMFIT、IPS, 以及 ITER 推动发展的 IMAS 等。与前述集成模拟代码相比, 这类平台更强调多代码耦合、统一数据组织、任务调度和自动化分析流程, 用于将平衡、输运、稳定性、边界/SOL 以及诊断分析等不同模块整合到统一工作流之中^[154,166-168]。其中, OMFIT 近年来已在 EAST 的钨杂质输运分析、CFETR 和 CFEDR 运行模式设计等研究中得到应用^[169-171]。

上述发展表明, 托卡马克集成建模正逐步从单一代码预测向多代码协同和工作流化方向拓展。结合本文研究目标, 后续需要在 1.5 维框架下耦合 PWSO 模型, 分析

杂质和等离子体-器壁相互作用对密度极限行为的影响，因此本文选用 BALDUR 作为主要集成模拟平台，并在其基础上发展适用于本文问题的 PWSO 模块。下面将对其基本方程、主要输运模型以及平衡求解模块作简要介绍。

BALDUR 是经典的托卡马克装置芯部集成模拟程序之一，能够在一维径向上求解多组分粒子、能量与电流扩散方程，并耦合多种源项与物理模型（包括中性气体注入、快离子加热、聚变产物加热、辐射损失、欧姆加热等）^[143]。本论文后续工作中使用的是经语言和功能改进后的 BALDUR 版本^[172-173]，其典型 workflow 如图 2.4 所示：输入装置几何、初始条件、边界条件以及相应算例参数后，在指定时间步中（1）由平衡模块给出磁面几何与关键物理量的磁面平均量，用于后续输运参数计算；（2）根据给定输运模型计算粒子、能量和电流扩散输运系数；（3）计算杂质辐射、加热、加料等源项；（4）使用 Crank-Nicolson 方法或预估校正法进行时间推进；（5）输出关键物理量的径向剖面信息与诊断量，用于后处理或与其他模型耦合。

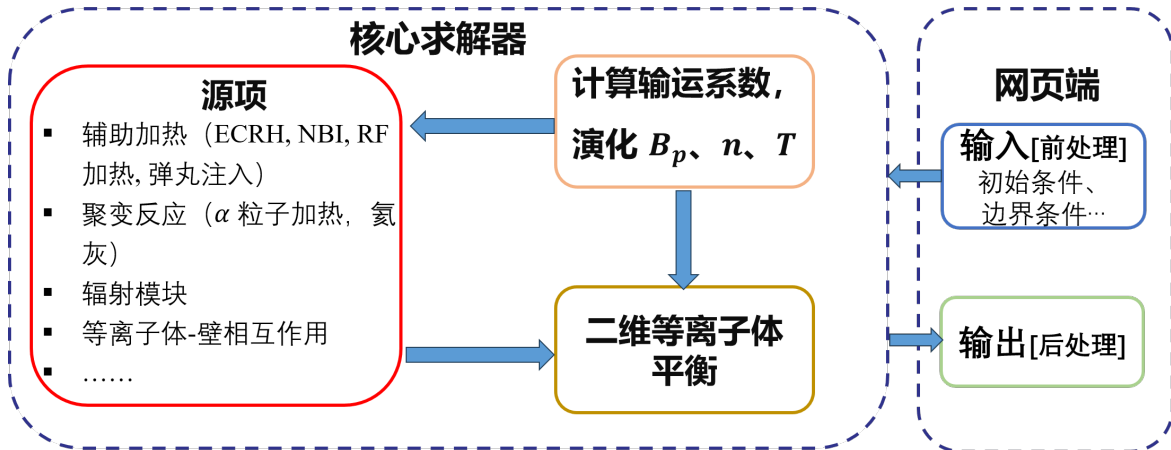


图 2.4: 集成输运模拟程序 BALDUR 工作流示意图。

下面分别介绍 BALDUR 中的核心模块与模型：输运方程、常用输运模型、平衡程序以及与输运程序的耦合方式。

2.2.1 输运方程

BALDUR 核心求解的是一维径向上的输运方程，包含主粒子、杂质粒子输运方程、电子和离子热输运方程以及电流扩散方程。

粒子输运方程为

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_a) = S_a, \quad (2.14)$$

其中 r 为径向坐标，即小半径， a 代表离子组分，包括主离子氘或氚和杂质离子， n_a 为粒子密度， Γ_a 为粒子通量， S_a 为粒子源项。电子和离子能量输运方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (E_{i,e}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_{i,e}) = Q_{i,e}, \quad (2.15)$$

即程序在数值推进时以 E_e 和 E_i ，而不是直接以 T_e 和 T_i 作为基本变量来求解能量输运方程。其中 $E_i = 3n_i T_i / 2$ 为热离子能量密度， $n_i = \sum_a n_a$ 为总离子密度， $E_e = 3n_e T_e / 2$ 为电子能量密度， $n_e = n_B + \sum_a n_a \langle Z \rangle_a$ 为电子密度， n_B 为中性束引起的氢同位素快离子密度， $\langle Z \rangle_a$ 为平均电荷数， $q_{i,e}$ 为离子和电子能流， $Q_{i,e}$ 为对应的离子和电子能量源项，包含加热功率、辐射功率、粒子注入、复合/电离、聚变产物等效应。能量输运方程中的杂质辐射损失项是后续分析密度极限演化的关键物理机制之一，其计算基于日冕平衡（coronal equilibrium）的杂质辐射模型^[143]。辐射损失项可按物理来源整理为

$$Q_e^{\text{RAD}} = -Q_{\text{brem,H}} - Q_{\text{brem,imp}} - Q_{\text{line,imp}} - Q_{\text{sync}}, \quad (2.16)$$

其中前三项分别对应氢类韧致辐射、杂质韧致辐射和杂质线辐射，最后一项为同步辐射损失。具体计算公式可写为

$$Q_{\text{brem,H}} = (Z_{\text{eff}} - 1) n_e (n_1 + n_2) R^{\text{hydrogen}}(T_e), \quad (2.17)$$

$$Q_{\text{brem,imp}} + Q_{\text{line,imp}} = n_e \sum_a n_a R_a^{\text{coronal}}(T_e), \quad (2.18)$$

$$Q_{\text{sync}} = 2.5 \times 10^{-25} C_{100} \left(1 + \frac{n_i T_i}{n_e T_e} \right) \left(1 + \frac{T_{e,\text{keV}}}{204} \right) \left(\frac{1 - \beta_{\text{tot}}}{\beta_{\text{tot}}} \right) n_e^2 T_{e,\text{keV}}^2 \quad (2.19)$$

其中， C_{100} 是一个修正因子，用于考虑同步辐射的再吸收和反射效应， B_Z 为轴向磁场强度， $\beta_{\text{tot}} = [n_e T_e + n_i T_i] / (B_Z^2 / 8\pi)$ 是总等离子体压强与磁压的比值。 $R^{\text{hydrogen}}(T_e)$ 表示氢类韧致辐射系数， $R_a^{\text{coronal}}(T_e)$ 包含日冕平衡假设下的杂质韧致辐射和线辐射系数^[174-175]。需要指出的是，该模型主要适用于高 Z 杂质或近似完全电离情形；当 C、O 等低 Z 杂质辐射贡献较强时，仅采用日冕平衡近似可能不足，必要时应结合非日冕平衡原子过程进一步修正^[143]。

BALDUR 程序中，粒子通量 Γ_a 与能流 $q_{i,c}$ 不仅包含粒子扩散和热扩散的对角项，还包含有限的非对角交叉项。为统一接入多种输运模型，程序还显式加入了若干对流项，其结构可概括为

$$\mathbf{F} \equiv \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_l \\ \Gamma_h \\ q_e \\ q_i \end{pmatrix} = -\mathbf{D} \begin{pmatrix} \frac{\partial n_1}{\partial r} \\ \frac{\partial n_2}{\partial r} \\ \frac{\partial n_l}{\partial r} \\ \frac{\partial n_h}{\partial r} \\ \frac{\partial T_e}{\partial r} \\ \frac{\partial T_i}{\partial r} \end{pmatrix} + \mathbf{F}_{Z,n_B} + \mathbf{F}_{\text{pinch}}. \quad (2.20)$$

其中下标 1、2 代表两种主粒子，下标 l, h 代表两种杂质粒子， \mathbf{D} 为 6×6 的输运系数矩阵，允许粒子-粒子、粒子-温度、能流-密度等交叉扩散项； \mathbf{F}_{Z,n_B} 代表由平均电荷数梯度 $\partial\langle Z \rangle / \partial r$ 与快粒子密度梯度 $\partial n_B / \partial r$ 引起的附加通量； $\mathbf{F}_{\text{pinch}}$ 表示粒子/能量通量中的对流项，例如与新经典效应相关的 Ware pinch 等^[143]。以上灵活的矩阵结构使得 BALDUR 能够方便地接入多种输运模型，在给定经验或理论模型后，可以将其输运系数与对流项写成上述矩阵形式，从而实现对不同物理机制的统一描述与数值求解。

BALDUR 中磁场扩散方程，即电流扩散方程为

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \right) - c \frac{\partial}{\partial r} (\eta (j_{\text{ext}} + j_{\text{boot}})), \quad (2.21)$$

其中 B_θ 为极向磁场， η 为电阻率， j_{boot} 为自举电流密度， j_{ext} 为外部驱动电流密度（如中性束驱动、电磁波驱动等）。

2.2.2 输运模型

BALDUR 支持多种经验或基于理论的输运模型。本论文后续算例主要涉及两类典型模型：混合 Bohm/gyro-Bohm 模型与 Multi-Mode Model (MMM95) 模型。

(1) 混合 Bohm/gyro-Bohm 模型

混合 Bohm/gyro-Bohm 模型将能量输运系数写为 Bohm 型与 gyro-Bohm 型两部分之和，用以同时刻画系统尺度效应与 ρ^* 定标特征。该模型在 ITER、Tore Supra、START 等数据库放电上进行了验证，并被广泛用于情景预测与基准计算^[176-177]。在常用实现中，电子与离子热扩散系数可写为

$$\chi_{e,i} = \chi_{e,i}^B + \chi_{e,i}^{gB}, \quad (2.22)$$

其中 χ^B 具有 Bohm 定标并引入边界温度梯度的非局域修正， χ^{gB} 具有 gyro-Bohm 定标并更接近局域模型。

$$\begin{aligned} \chi_{e,i}^B &= \alpha_{e,i}^B \frac{cT_e}{eB} \frac{q^2 a}{L_{pe}} \langle L_{Te}^* \rangle_{\Delta V}^{-1} && \text{Bohm term} \\ \chi_{e,i}^{gB} &= \alpha_{e,i}^{gB} \frac{cT_e}{eB} \frac{\rho_{si}}{L_{Te}} && \text{gyro-Bohm term} \end{aligned} \quad (2.23)$$

其中， $\langle L_{Te}^* \rangle_{\Delta V}^{-1} = \frac{T_e(x=0.8) - T_e(x=1)}{T_e(x=1)}$ 是针对边界非局域性的修正因子， L_{pe} 和 L_{Te} 分别是电子压强梯度和温度梯度的特征长度， ρ_{si} 是离子拉莫尔半径。通过经验系数 $\alpha_{e,i}^{gB}$ 和 $\alpha_{e,i}^B$ 可以对不同约束模态与放电阶段进行调节^[177]。

(2) Multi-Mode 模型

Multi-Mode 模型 (MMM95) 是一种基于理论的输运模型，其核心思想是将多种微观不稳定性对输运的贡献进行线性叠加。该模型认为在等离子体的不同区域由不同的湍流模式主导输运：在芯部主要由离子温度梯度模 (ITG) 和捕获电子模 (TEM) 主导，而在边缘区域则由电阻气球模 (RB) 主导^[160,178]。

MMM95 模型将总的有效热扩散系数 (χ) 和粒子扩散系数 (D) 表示为 Weiland 模型部分与电阻气球模部分之和：

$$\begin{aligned} \chi_{e,i} &= \chi_{e,i}^{\text{Weiland}} + \chi_{e,i}^{\text{RB}} \\ D &= D^{\text{Weiland}} + D^{\text{RB}} \end{aligned} \quad (2.24)$$

其中， χ^{Weiland} 部分基于 Weiland 的流体模型，涵盖了 ITG、TEM 以及高 β 下的动理学气球模 (KBM) 贡献^[179-180]。该部分通过求解线性色散关系得到本征模的增

长率 γ 和频率 ω ，并采用准线性（Quasi-linear）形式估算输运系数：

$$\chi_j \approx C_{\text{Weiland}} \sum_k \frac{\gamma_k}{k_{\perp}^2} F_j \quad (2.25)$$

式中 γ_k 为第 k 个波数下的线性增长率， k_{\perp} 为垂直波数， F_j 为由本征向量决定的准线性权重因子， C_{Weiland} 为定标常数。由于 ITG 模具有临界梯度特性，该模型能够很好地解释托卡马克实验中观察到的温度剖面“刚性”（profile stiffness）现象。

电阻气球模（RB）部分主要描述边缘输运，采用 Guzdar-Drake 模型公式：

$$\chi_e^{\text{RB}} = C_{\text{RB}} \frac{q^2 \rho_e^2 \nu_{ei} R}{L_{pe}} \quad (2.26)$$

其中 q 为安全因子， ρ_e 为电子拉莫尔半径， ν_{ei} 为电子-离子碰撞频率， R 为大半径， L_{pe} 为电子压强梯度特征长度。通常假设离子热扩散和粒子扩散与电子热扩散具有相同的形式。Bateman 等利用该模型在 TFTR、JET 和 DIII-D 等装置的多种放电条件下进行了验证，表明其具有良好的预测能力^[160-161,178]。

2.2.3 VMOMS 二维轴对称平衡求解器

二维轴对称磁流体平衡满足 Grad-Shafranov 方程

$$\Delta^* \psi = -\mu_0 R j_{\phi}(\psi) = -\mu_0 R^2 p'(\psi) - F(\psi) F'(\psi), \quad (2.27)$$

其中 $\psi(R, Z)$ 为极向磁通， $p(\psi)$ 为等离子体压强剖面， $F(\psi) \equiv RB_{\phi}$ 。给定 $p(\psi)$ 与 $F(\psi)$ （或等价电流分布）以及边界条件，即可确定磁面几何与磁通等平衡量分布。

在集成输运模拟中，反复求解二维平衡可能显著增加计算开销，因此为保证集成模拟效率，需尽可能提升平衡程序计算效率。VMOMS 采用变分矩方法求解轴对称平衡，这是一种典型的逆平衡求解器（Inverse Equilibrium Solver）。与传统在固定空间网格上求解 $\psi(R, Z)$ 的正问题不同，逆求解器将磁通 ψ 作为独立变量，直接求解磁面空间坐标 $R(\psi, \vartheta)$ 和 $Z(\psi, \vartheta)$ 。

具体而言，VMOMS 将磁通面坐标在极向角 ϑ 上作有限项傅里叶展开：

$$\begin{aligned} R(\psi, \vartheta) &= \sum_{n=0}^N R_n(\psi) \cos(n\vartheta) \\ Z(\psi, \vartheta) &= \sum_{n=0}^N Z_n(\psi) \sin(n\vartheta) \end{aligned} \quad (2.28)$$

其中 $R_n(\psi)$ 和 $Z_n(\psi)$ 为待求的径向矩系数。通过最小化理想 MHD 能量泛函，将二维 Grad-Shafranov 偏微分方程转化为一组关于这些径向矩系数的耦合常微分方程组^[181-182]。VMOMS 通常作为固定边界（Fixed Boundary）求解器运行，即需要输入最外层磁面的形状（即边界傅里叶系数），例如三角度、拉长比等，然后求解内部磁面的形状与分布。这种方法具有显著的优势：（1）计算效率高：将 2D 偏微分方程降维为 1D 常微分方程组，大幅减少了计算量，适合在输运模拟的每个时间步中频繁、快速调用；（2）网格自适应：计算网格自动与磁面重合，消除了跨磁面数值误差，且能直接输出输运方程所需的磁面平均几何因子，如 $\langle |\nabla\rho|^2 \rangle$ 等。

在 BALDUR 中，VMOMS 的主要作用是：在给定压强/安全因子剖面、几何参数和固定边界条件下快速更新磁面几何，并输出输运方程所需的磁通分布和几何因子，以支撑 1.5 维输运程序快速推进。

在 1.5 维框架中，VMOMS 二维平衡求解器的主要作用是快速更新磁面几何以及提供关键量的磁面平均分布，如 $V'(\rho)$ 、磁场强度分布等；而输运方程求解得到的压强与电流剖面反过来作为平衡方程的输入。考虑计算效率，平衡求解通常不必在每个最小时间步都调用：当剖面变化缓慢时可降低平衡更新频率；而在加热、密度或电流快速变化阶段则提高更新频率以保证平衡自治。

2.3 本章小结

本章围绕“物理模型与数值程序”给出了本文研究密度极限问题所采用的理论框架与计算工具。首先介绍了等离子体-器壁自组织（PWSO）理论：该理论考虑靶板热流、靶板附近等离子体温度、壁溅射杂质源项与杂质辐射之间的闭环反馈，得到关于杂质辐射功率的迭代方程，并可由其不动点稳定性判据确定托卡马克密度阈值。随后给出了 PWSO 的零维与一维模型具体形式：零维模型通过辐射功率迭代关系建立了清晰的稳定性判据，并揭示靶板区域等离子体温度降低可通过抑制物理溅

射有效降低反馈系数、显著抬升密度阈值；一维模型在保留核心临界条件的同时进一步考虑杂质密度与温度剖面和有限输运时间尺度等效应，为更真实的边界-芯部耦合提供了理论基础。

此外，本章简要介绍了集成模拟程序发展并重点介绍了本文后续使用的 1.5 维集成输运模拟程序 BALDUR。该程序在一维径向上求解多组分粒子输运方程、能量输运方程，以及电流扩散方程；并采用包含扩散矩阵、交叉项与对流项的统一通量表达形式，从而能够灵活接入不同经验或理论输运模型。最后，本章介绍了 VMOMS 逆平衡求解器，其能够在固定边界条件下高效更新二维平衡信息，从而支撑快速集成模拟计算，阐述了输运与二维平衡的耦合迭代思想。综上，本章所建立的 PWSO 理论图像与 BALDUR 集成模拟框架共同构成了后续章节开展杂质辐射与密度极限研究的基础。

3 PWSO 理论的跨装置实验验证

本章聚焦于对 PWSO 密度极限理论的实验验证。PWSO 理论指出，密度极限主要由过多杂质辐射引起，当杂质主要来源于器壁溅射时，密度极限则依赖于靶板附近等离子体温度 T_i 与壁材料的溅射特性。该理论预言：存在一个“密度自由区”，其中温度 T_i 足够低以抑制物理溅射时，密度极限可以显著超过 Greenwald 密度极限而不触发由杂质辐射引起的热不稳定性^[89]。为验证这一理论预测，本文在两个托卡马克装置上设计并开展了相关实验：其一，在碳壁托卡马克 J-TEXT 上，通过改变启动阶段预充气与电子回旋共振加热（Electron Cyclotron Resonance Heating, ECRH）辅助欧姆加热启动，改变等离子体-器壁相互作用强度，降低溅射杂质含量，从而验证“更清洁的启动（更低杂质含量）对应更高平顶密度极限”的定量趋势^[183]；其二，在全金属壁托卡马克 EAST 上，利用高预充气与 ECRH 辅助欧姆加热启动方案，进一步实现并进入 PWSO 所预测的“密度自由区”运行区间，获得显著超过 Greenwald 定标的密度极限，并与 PWSO 0D/1D 模型定量吻合^[184]。这些实验验证为后续章节中“燃烧等离子体-器壁自组织杂质辐射效应对密度极限的影响”的系统讨论提供了实验基础与模拟参考。

本章余下内容安排如下：

- 第 3.1 节明确 PWSO 理论中可用于与实验诊断数据相比较的关键物理量，设计实验方案以验证 PWSO 理论预测；
- 第 3.2 节介绍 J-TEXT 实验装置、实验设置，并展示实验结果以及与模型对比的结果；
- 第 3.3 节给出 EAST 实验装置介绍、实验设置，展示进入密度自由区的实验现象以及与模型预测的定量对比；
- 第 3.4 节综合比较 J-TEXT 与 EAST 实验结果的异同，并进行讨论；
- 第 3.5 节为本章小结。

3.1 基于启动阶段调控的高密度运行实验设计

PWSO 理论的核心预测是：当杂质主要来源于器壁溅射时，密度极限受控于靶区温度 T_i 与壁材料的溅射特性；并且存在“密度自由区”，即当 T_i 足够低以抑制物理溅射时，密度可显著超过 Greenwald 密度极限而不触发热不稳定性。本章后续部分据此设计实验方案，重点检验启动阶段对平顶密度极限的远期影响。

围绕该目标，实验设计遵循以下三点：

1. **控制杂质来源，突出壁溅射主导机制。** 实验中尽量避免额外杂质源（如主动杂质注入、引入杂质的相关诊断设备等），使主要杂质来源可归因于器壁溅射过程。已有研究指出，击穿与电流建立阶段是杂质产生和壁状态重置的关键时段^[89,185-187]，因此本章将“启动阶段”作为核心可控窗口。
2. **通过预充气与 ECRH 辅助启动调节 PWI 强度。** 具体做法是联合提升初始中性密度与 ECRH 加热功率，调节击穿阶段能量沉积与壁接触过程。其物理图像为：ECRH 在早期提供额外加热并改善击穿建立，以期降低等离子体-器壁相互作用强度和接触时间，从而降低有效溅射源项并抑制后续辐射增长；该趋势在 ECRH 启动相关研究中已得到支持^[188-192]。值得注意，ECRH 只在启动阶段或放电前期提供辅助加热，放电后期不再使用 ECRH，以避免直接加热对密度极限的影响，从而突出启动阶段调控对后续平顶密度极限的影响。
3. **以 J-TEXT 与 EAST 的壁材料对比检验定量趋势。** 在碳壁（J-TEXT 装置）与钨壁（EAST 装置）条件下，检验 PWSO 理论中密度极限与靶区等离子体温度依赖关系的关键预测，并验证高/低 Z 材料在 PWSO 模型中的差异。该思路同时借鉴了仿星器高功率 ECRH 启动经验及其对高密度、低杂质运行窗口的启发^[190-193]。

图 3.1 给出本章实验设计示意：通过提升电子回旋加热功率与初始中性密度，期望实现更高密度极限。此处密度极限是指，在电流平顶阶段通过不断注入燃料气体使密度逐渐增加，直到触发不稳定性导致等离子体破裂时的最大线平均密度。

综上，本章实验方案以“启动阶段调控 → 壁溅射与辐射变化 → 改变平顶密度极限”为主线，检验 PWSO 模型的正确性，以及在该框架下探索密度自由区的可达性。

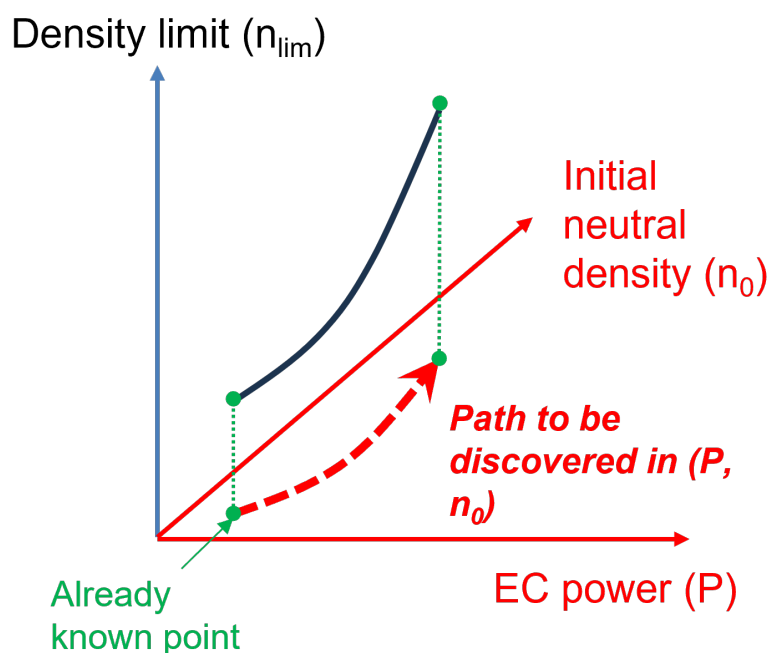


图 3.1: 实验设计示意：通过增加电子回旋加热功率和预充气，提升密度极限。

3.2 J-TEXT 装置上密度极限区的实验验证

3.2.1 J-TEXT 装置介绍

J-TEXT (Joint Texas Experimental Tokamak) 托卡马克位于华中科技大学，是国内高校中型常规导体托卡马克装置，主要用于等离子体物理基础研究与先进控制技术验证。该装置的主要参数为：大半径 $R_0 = 1.05$ m，小半径 $a = 0.25\text{--}0.29$ m（取决于限制器配置），等离子体电流 $I_p \leq 250$ kA，环向磁场 $B_T \leq 2.5$ T，典型放电脉冲长度约 300 ms。J-TEXT 采用碳基第一壁与限制器，壁材料以石墨为主，这使得化学溅射与壁吸附/释放效应在等离子体-器壁相互作用中占据重要地位^[187]。

J-TEXT 配备了丰富的诊断系统，包括三波极化干涉仪（用于线平均密度与法拉第旋转测量）、Langmuir 探针阵列（用于边界等离子体参数测量）、光电二极管阵列（PDA，用于辐射时空分布监测）、软 X 射线阵列、可见光谱仪、以及磁探针与 Mirnov 线圈阵列等。这些诊断为密度极限研究提供了关键的边界温度、辐射水平与杂质浓度信息。此外，J-TEXT 还配备了 ECRH 系统，工作频率为 105 GHz，最大注入功率约 500 kW，可用于辅助启动与等离子体加热^[187-189,194]。

作为典型的碳壁托卡马克，J-TEXT 在密度极限研究中的优势在于：其限制器位形与中等尺度使得边界物理相对简单、诊断覆盖充分，同时碳壁条件下的杂质辐射与

壁记忆效应为验证 PWSO 理论中“启动条件影响平顶密度窗口”的机制提供了理想的实验平台。本节将从实验方案、诊断与关键结果、模型对比三个方面介绍 J-TEXT 上的验证工作。

3.2.2 实验设置

PWSO 模型给出的核心物理图像是：在一定外驱功率与边界条件下，系统将趋向一个由等离子体与壁共同决定的“自洽杂质辐射水平”。在碳壁条件下，提高启动阶段的预充气并增强 ECRH 功率辅助欧姆启动，有望改变击穿与电流建立过程中的能量沉积与电离路径，从而降低早期杂质进入，并减弱后续平顶阶段的辐射水平。

本实验采用 ECRH 辅助欧姆启动方案：在启动阶段注入一定功率的 ECRH，以改善早期等离子体加热与电离过程。主要诊断包括光电二极管阵列（PDA）、Langmuir 探针、偏振干涉仪（Polaris）系统以及真空计，其俯视图布置如图 3.2 所示。PDA 阵列由安装在 10 号端口顶部的 18 个通道组成，用于测量高场侧的 C_{III} 和 H_{α} 辐射；安装在 13 号端口的 Langmuir 探针阵列用于测量顶部限制器附近的电子温度；Polaris 系统能够测量不同大半径位置上 17 个通道的线平均电子密度^[195]；真空计用于测量真空室内的预充气压。

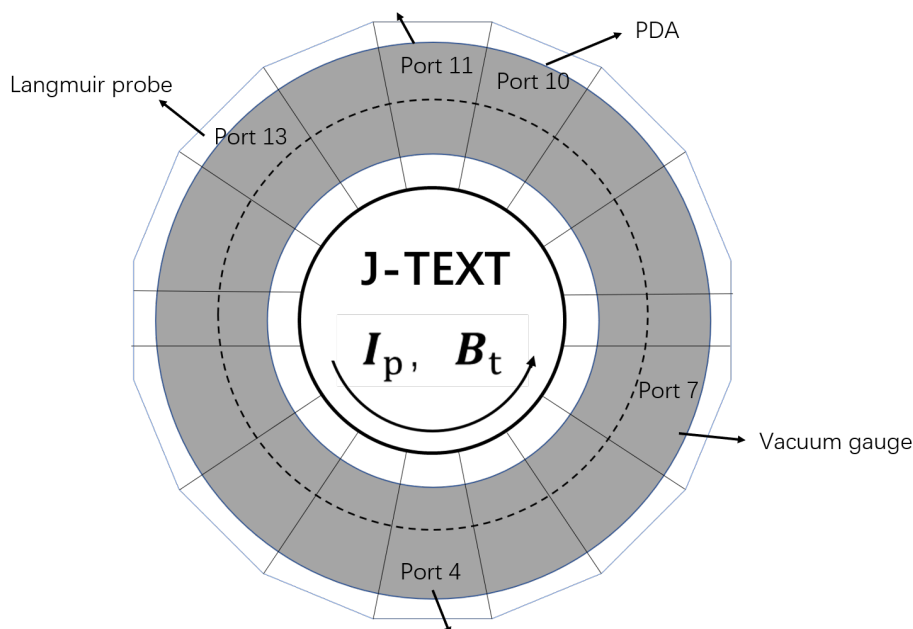


图 3.2: 本研究中 J-TEXT 上所用相关诊断的俯视图。

在本节的 J-TEXT 分析中，靶区等离子体温度由限制器区域的 Langmuir 探针测

量。需要注意的是，探针给出的 T_e 往往带有系统误差与空间代表性问题：一方面，探针位置覆盖有限，难以完全表征沿极向的非均匀性；另一方面，密度接近极限时边界波动增强，瞬态扰动可能造成测量散布。因此，本研究更强调跨放电的统计趋势与模型对比的定量一致区间，而不过度依赖单个放电的瞬时极值^[183]。实验中使用的杂质辐射水平数据仅供定性趋势分析，主要用于验证 PWSO 模型中“启动阶段调控对后续平顶辐射水平的影响”这一核心机制，而非直接用于模型输入或定量对比。在数据处理上，为保证不同放电可比性，密度极限 n_{DL} 定义为平顶阶段破裂前达到的最大线平均密度；辐射量取平顶阶段或破裂前窗口的时间平均值，以降低瞬态扰动对统计趋势的影响^[183]。

围绕 PWSO 理论的可检验预测，该系列实验主要对如下两类启动阶段控制参数进行扫描：

1. **预充气扫描**：通过改变启动前预充气压强（即等效的预充气量），以期调节早期中性粒子分布与等离子体-器壁相互作用；
2. **ECRH 扫描**：通过改变启动阶段 ECRH 注入功率，调节早期加热与电离过程，以期调节早期杂质进入与后续平顶辐射水平。

需要强调的是，碳壁条件下化学溅射与再沉积可能导致“辐射-壁状态”之间存在较长时间尺度的记忆效应：同样的控制参数（预充气、ECRH）可能得到不同的辐射水平和密度极限。为减小壁记忆效应并保持扫描的可比性，实验通常需要穿插清洗放电等方式尽可能控制壁状态的不确定性，同时避免在非标准启动条件下出现过高的失败率或早期破裂^[183]。

3.2.3 实验结果

(1) 基准放电

我们首先进行了一次纯欧姆启动放电作为基准放电（#1082483），其关键参数，包括靶区等离子体温度 (T_i)、CIII 和 H_α 辐射水平、等离子体电流 (I_p)、ECRH 功率以及归一化密度 (n_e/n_G)，如图 3.3 所示。

该放电从 0.0 s 开始，环向磁场为 1.875 T，等离子体电流为 120 kA。采用普通送气方式加料注入氢气，使得在 $t = 0$ s 时中性气体压力约为 3 mPa。在电流平顶阶段，持续注气直到达到 $0.70n_G$ 的等离子体密度极限。此时，等离子体密度开始下降，随

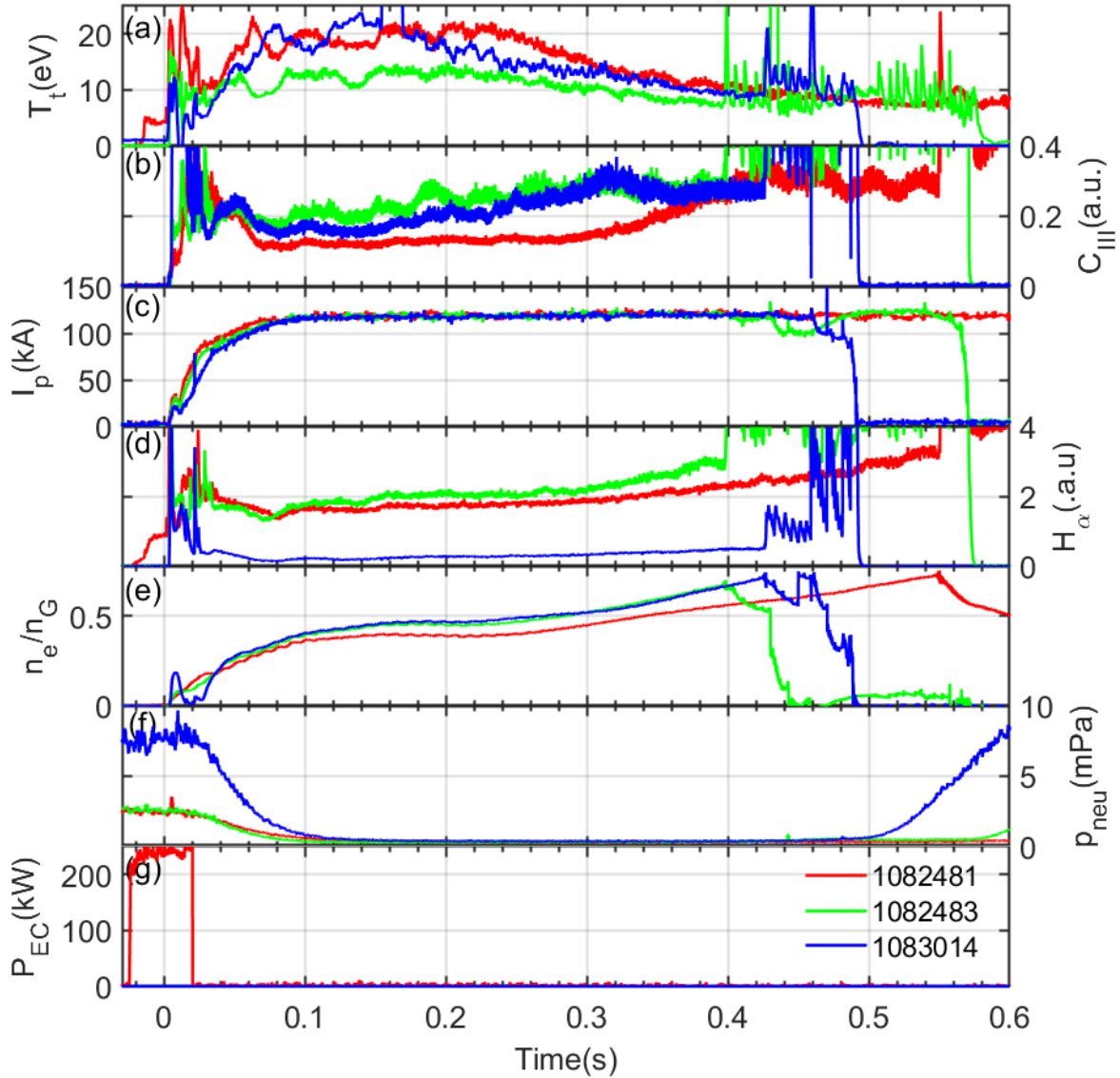


图 3.3: 启动阶段不同 ECRH 功率和预充气压的密度极限实验中关键参数的时间演化。蓝色：纯欧姆启动基准放电；绿色：具有更高预充气压的放电；红色：启动阶段施加 ECRH 辅助加热 ($P_{EC} \approx 230\text{kW}$) 的放电。(a)：由安装在限制器靶板上的朗缪尔探针测量的靶区等离子体温度。(b)：由 PDA 在距圆心到弦中心 144 mm 处测得的 C_{III} 辐射相对强度。(c)：等离子体电流。(d)：由 PDA 测得的 H_{α} 辐射相对强度，其反映工作气体即氢气的电离情况。(e)：以 Greenwald 密度极限归一化的等离子体电子密度。(f)：由真空计测得的真空室内中性气体压力。(g)：注入的 ECRH 功率。

后迅速降至零，在此之前未观察到明显的 MHD 活动。更多实验细节可参见此前的 J-TEXT 实验文章^[188-189]。

(2) 密度极限的参数依赖关系

该系列实验共进行了 46 次放电，扫描参数包括预充气气压和启动阶段 ECRH 功率，其中 13 次放电在第一天实验中完成，另 33 次在第二天完成。这些放电的关键参数和密度极限如表 3.1 和表 3.2。

表 3.1: 按时间顺序列出了第 1 个实验日中不同放电的关键参数。第一列表示进行该放电的实验日。第二列是放电序号。第三、第四和第五列分别是 ECRH 功率、($t = 0$ s) 时的预充气气压以及密度极限。最后一列是对应放电的简要说明。

Exp day	放电序号 (1080000+)	P_{EC} (kW)	P_{neu} (mPa)	密度极限 (n_G)	备注
day 1	2478-2480	200	2.5	/	寻找平顶阶段合适的注气条件
	2481	200	2.5	0.76	/
	2482	200	2.5	0.72	/
	2483	0	2.5	0.70	/
	2484	0	2.5	0.70	重复 1082483; 辐射数据不可用。
	2485	0	24	/	提高 (P_{neu}); 启动阶段破裂。
	2486,2487,2489	/	/	/	清洗放电。
	2488, 2490	0	24	/	重复 1082485; 启动阶段破裂。

我们从中选取了等离子体电流和环向磁场相同、诊断数据完整且未在启动阶段破裂的 8 个放电，用于获得密度极限 (n_{DL}) 对靶区等离子体温度 (T_i) 和 CIII 辐射功率 (R_{CIII}) 的依赖关系。图 3.4 和图 3.5 给出了这些在启动条件上有所差异的放电数据点。其中限制器靶板附近的等离子体温度 (T_i) 和杂质辐射功率 (R_{CIII}) 表示它们在时间区间 [200 ms, 250 ms] 上的平均值，在此期间放电相对稳定。

实验数据表明，可以通过改变启动条件来调节电流平顶阶段的 CIII 辐射和靶区等离子体温度，且较低的 CIII 辐射和较高的靶区温度通常会导致更高的密度极限。由实验数据还可以看出，在相同或相近输入条件下，密度极限值仍可能因装置状态，尤其是壁状态的演变，而有所差异。然而，这并不改变实验结果的总体趋势，也不妨碍与理论模型进行比较，因为本组实验关注的是启动参数变化对后续平顶状态的影响。在实际放电中，既存在 ECRH 功率、预充气气压等可控输入参数，也存在壁状态等难以完全控制的背景条件；对于采用碳靶板的装置，后者的影响尤其不可忽略。从 J-TEXT 现有实验来看，提高 ECRH 功率或预充气气压有助于提高密度极限，但这并

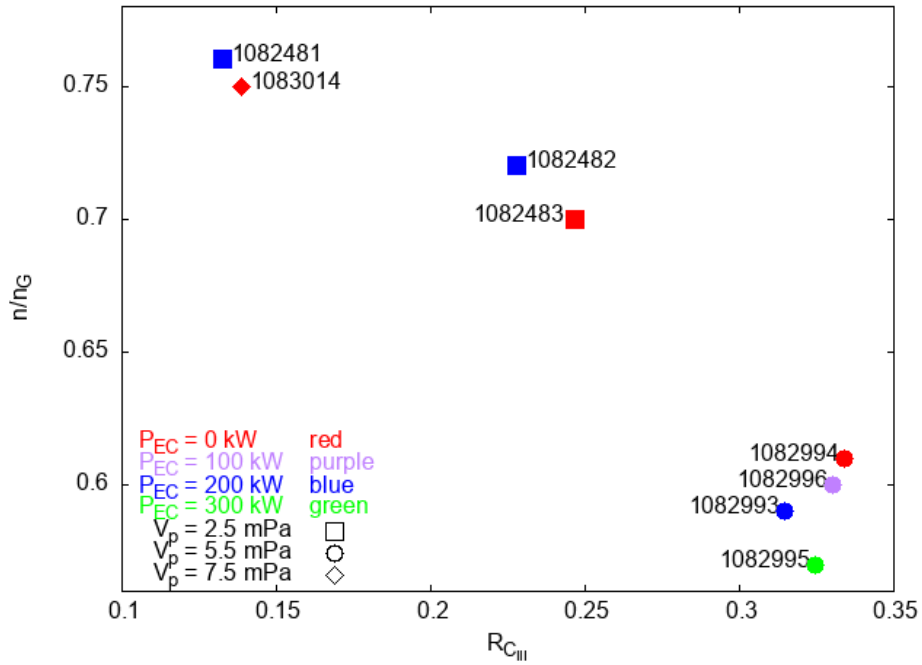


图 3.4: 启动阶段改变 ECRH 功率和预充气压时, 由实验测得的密度极限及对应辐射强度 ($R_{C_{III}}$)。

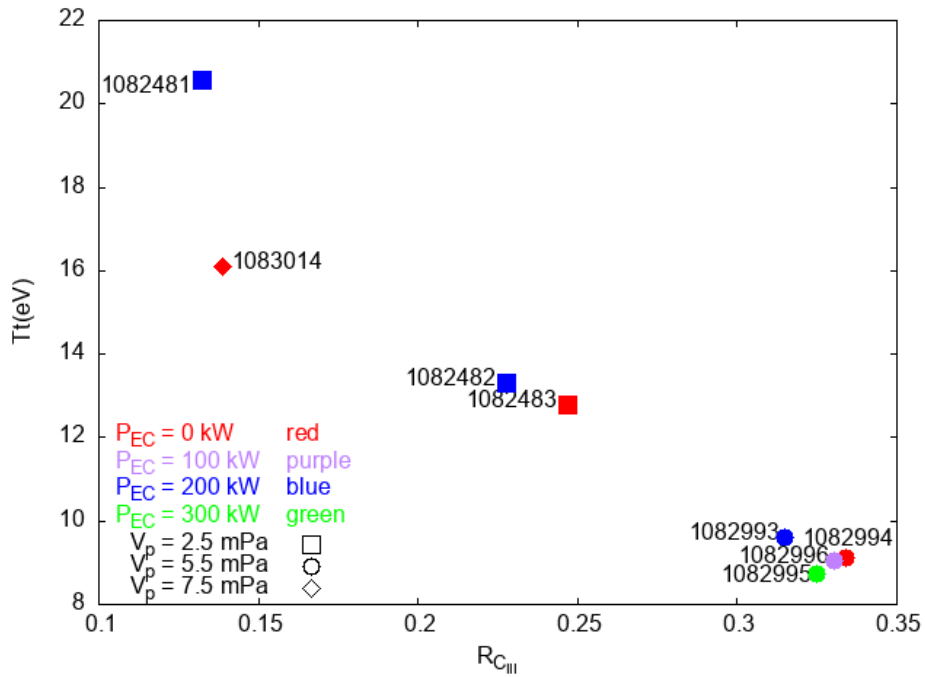


图 3.5: 启动阶段改变 ECRH 功率和预充气压时, 由实验测得的靶区等离子体温度 (T_t) 及对应杂质辐射强度 ($R_{C_{III}}$)。

华中科技大学博士学位论文

表 3.2: 按时间顺序列出了第 2 个实验日中不同放电的关键参数。第一列表示进行该放电的实验日。第二列是放电序号。第三、第四和第五列分别是 ECRH 功率、($t = 0$ s) 时的预充气压以及密度极限。最后一列是对应放电的简要说明。

Exp day	放电序号 (1080000+)	P_{EC} (kW)	P_{neu} (mPa)	密度极限 (n_G)	备注
day 2	2984-2989	200 ~ 300	2.5, 5.5	/	恢复放电并测试 ECRH 系统。
	2990-2992	/	/	/	清洗放电。
	2993	200	5.5	0.59	/
	2994	0	5.5	0.61	与 1082993 相比无 ECRH。
	2995	300	5.5	0.57	不同 ECRH 功率。
	2996	100	5.5	0.60	不同 ECRH 功率。
	2997	200	12.0	/	提高 (P_{neu}); 启动阶段破裂。
	2998-3000	/	/	/	清洗放电。
	3001	200	12.0	/	重复 1082997; 启动阶段破裂。
	3002-3004	200	4.0, 5.5, 7.5	/	降低 (P_{neu}); 未破裂。
	3005	200	7.5	/	重复 1083004; 启动阶段破裂。
	3006, 3007	/	/	/	清洗放电。
	3008	200	7.5	/	重复 1083004; 未破裂。
	3009	200	7.5	/	重复 1083004; 启动阶段破裂。
	3010,3011,3013	/	/	/	清洗放电。
	3012	200	7.5	0.75	基于放电 1083009 在平顶阶段提高 (P_{neu}); 辐射数据不可用。
	3014	0	7.5	0.74	与放电 1083012 相比无 ECRH。
	3016	200	11.0	/	提高 (P_{neu}); 启动阶段破裂。
	3018	300	11.0	/	提高 (P_{EC}); 启动阶段破裂。
3015,3017	/	/	/	清洗放电。	

不总是有效，可能是由于壁状态的演变或劣化。此外，所有预充气压高于 7.5 mPa 的尝试都未能成功启动，这可能归因于过高密度中性气体中电子平均自由程过短，无法实现足够高的电离率^[185,196]。另外，过高的预充气压也需要更多输入能量来完成等离子体电离和击穿过程，这可能会增加启动失败的风险^[186]。在高预充气压下同时提高 ECRH 功率，可能会提高成功启动的概率。下面将详细讨论两个改变预充气气压和 ECRH 功率的典型例子。

(3) 改变预充气气压的典型放电

#1083014 放电采用了比基准放电更高的预充气气压，其关键参数在图 3.3 中与基准放电进行了比较。首先，在 $t = 0$ s 时，中性气体压强 (P_{neu}) 约为基准放电的 3 倍，并且在电流爬升阶段始终更高。在这两次放电中， C_{III} 辐射功率在电流平顶阶段开始时都发生振荡，并最终随时间趋于稳定水平，这表明辐射的演化可能存在 PWSO 模型所描述的时间延迟。在辐射功率稳定之后，较高预充气气压放电中的靶区等离子体温度更高。这应当与较低的辐射水平有关，因为它导致在较高预充气气压放电中有更多能量沉积到限制器靶板上。在电流平顶阶段，以与基准放电相同速率注入氢气，直到触发密度极限破裂。最后，在较高预充气气压的放电中，实现了更高的密度极限 $0.75n_G$ 。

(4) 改变 ECRH 功率的典型放电

另一典型放电 #1082481 在时间 $[-25 \text{ ms}, 20 \text{ ms}]$ 内施加了约 230 kW 的 ECRH 加热，其关键参数也在图 3.3 中给出并与基准放电进行了比较。同时，氢气也以与基准放电相同的速率注入，直到达到密度极限。由图 3.3(d) 可见，在 $t = 0$ s 之前注入的 ECRH 功率使预充气体电离并形成所谓的预等离子体，随后在平顶区接近密度极限时对应更高的靶区等离子体温度。 C_{III} 辐射功率在初期也发生振荡，并达到比基准放电更低的稳态水平。随后，稳态靶区等离子体温度保持更高，这可能源于更低的辐射，从而使沉积到限制器靶板上的能量更高。在电流平顶阶段，该放电中的等离子体密度以几乎与基准放电相同的速率增加，但持续时间更长，最终达到更高的密度极限 $0.76n_G$ 。

3.2.4 与 PWSO 模型的对比

本节将进一步将 PWSO 0D 和 1D 模型预测与上一节给出的 J-TEXT 实验结果进行了比较。PWSO 0D/1D 对比的意义不在于“追求某一条曲线精确穿过所有数据点”，而在于揭示密度极限对关键边界量的依赖关系，如靶区等离子体温度 T_i 和辐射水平。对 J-TEXT 而言，影响模型不确定性的主要因素包括：碳杂质源项的有效电离率、杂质在边界区域的输运行为等^[73,89,197]。因此，在以下对比中，我们更关注模型在合理参数范围内是否能够给出与实验趋势一致的预测区间，而非单点拟合。

(1) 与 PWSO 0D 模型的对比

第 2.1 节详细介绍了 PWSO 理论，其基本思想是：靶板上杂质溅射与杂质辐射的反馈回路中存在时间延迟，在 0D 模型中体现为关于杂质辐射的迭代方程，即方程 2.7：

$$R_+ = \alpha(P - R) \quad (3.1)$$

其中， P 是输入到等离子体的总功率， R 是总辐射功率， R_+ 是反馈回路下一周期中的辐射功率。系数 α 包含了壁溅射性质、杂质辐射系数和输运性质等因素，具体表达式为^[89,183]：

$$\alpha = \frac{f\lambda}{aD_{\perp}T_t} I(T_t) \int_0^a rn(r) \text{Rad}[T(r)] dr \quad (3.2)$$

其中， a 是等离子体半径， $n(r)$ 是电子密度， D_{\perp} 是垂直扩散系数， T_t 是靶板位置处的等离子体温度， f 是被溅射原子中进入主等离子体并在距等离子体靶板位置向内 (λ) 处电离的比例， $\text{Rad}[T(r)] = \text{Rad}[T]$ 是杂质辐射系数， $T = T(r)$ 是 0D 模型中的等离子体温度，而 $I(T_t)$ 是溅射函数 $Y(E)$ 在入射粒子能量空间上的平均量

$$I(T_t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_t}} \int_0^{\infty} Y\left(\frac{mv^2}{2} + \gamma T_t\right) \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_t}\right) dv \quad (3.3)$$

其中， γ 是总能量传输系数 (energy transmission coefficient)^[73]， γT_t 表示入射离子在靶区鞘层加速后可用于溅射的特征能量项， m 是离子质量。

对于方程 3.2， α 小于 1 时系统稳定，存在一个稳定的自洽辐射水平 $R = \alpha P / (1 + \alpha)$ ；当 α 大于 1 时系统不稳定，辐射水平将振荡式发散。因此，阈值 $\alpha = 1$ 给出了如下 PWSO 密度极限^[89,183]：

$$n_c = \frac{2D_{\perp}}{f\lambda \text{Rad}[T]} \frac{T_t}{I(T_t) a} \quad (3.4)$$

应用 J-TEXT 参数，系数 α 随靶区温度的变化关系如图 3.6 所示，具体参数下文介绍。可以看出，PWSO 密度极限存在两个区间：低靶区温度的密度自由区和高靶区温度的密度极限区。实验中，如果发生脱靶，靶区温度会非常低，系统进入密度自由区，系数 α 快速降低将导致密度极限显著提升。

J-TEXT 实验中靶板材料是碳，下文计算考虑氦对碳的溅射，其溅射函数由物

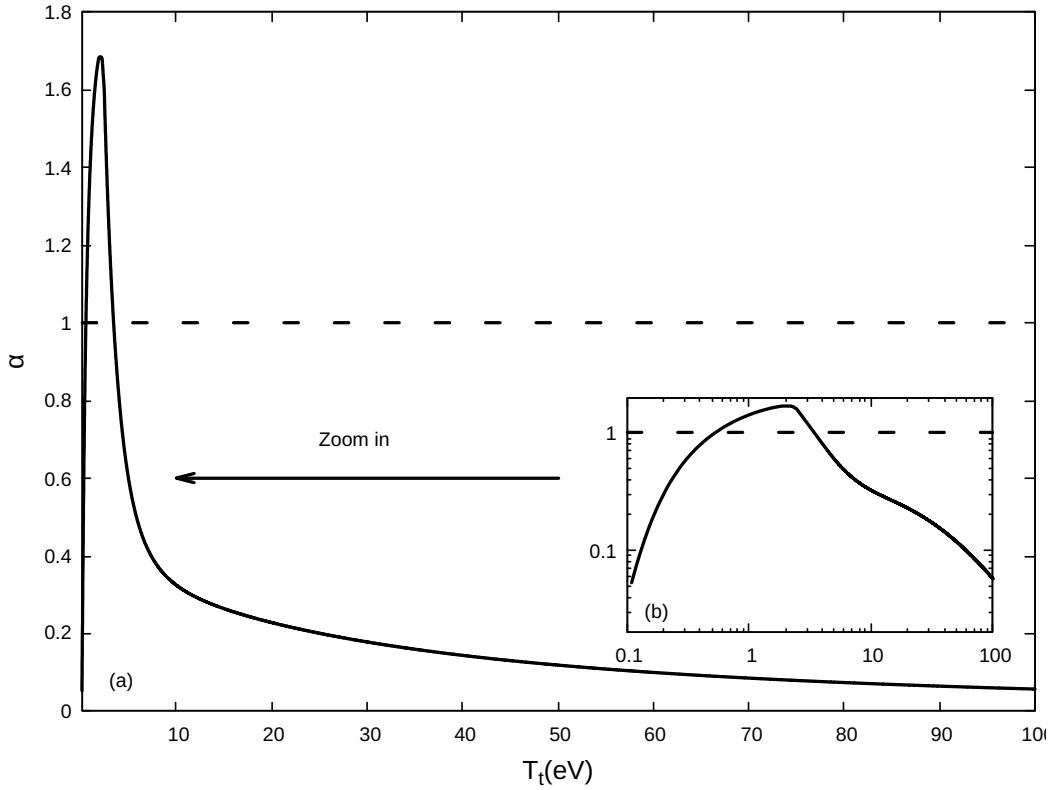


图 3.6: PWSO 模型中, 应用 J-TEXT 实验参数, 系数 α 随靶区温度 T_t 的变化关系。

理溅射和化学溅射两部分组成。这里的化学溅射特指碳材料在氢同位素轰击下形成 CH_x/CD_x 等挥发性烃类分子的化学侵蚀过程, 其物理来源已在第 1.3.1 节中说明。因此, J-TEXT 碳壁条件下采用 $Y = Y_{\text{phy}} + Y_{\text{che}}$; 而对于 EAST 钨偏滤器或后续钨壁参数分析, 本文不采用碳材料化学溅射项, 而主要考虑钨的物理溅射源项。物理溅射函数 $Y_{\text{phy}}(E)$ 由文献^[198] 的方程 (15) 给出:

$$Y_{\text{phy}}(E) = 0.042 \frac{Q(Z_2) \alpha^* (M_2/M_1)}{U_s} \frac{S_n(E)}{1 + \Gamma k_e \epsilon^{0.3}} \times \left[1 - \sqrt{\frac{E_{\text{th}}}{E}} \right]^s \quad (3.5)$$

其中, 数值系数 0.042 的单位为 \AA^{-2} , Z_1 和 Z_2 分别是入射粒子和靶原子的原子序数, M_1 和 M_2 分别是入射粒子和靶原子的质量, S_n 是简化的核阻止截面, U_s 是靶材料的表面结合能, k_e 是 Lindhard 电子阻止系数, E 是入射粒子能量, E_{th} 是溅射的阈值能量, ϵ 是入射粒子能量的无量纲化形式 $\epsilon = E \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{a_L}{Z_1 Z_2 e^2}$, Γ 因子具有形式 $W(Z_2) / (1 + (M_1/7)^3)$, 其中 W 和 Q 是无量纲的拟合系数。化学溅射函数 $Y_{\text{che}}(E)$

则通过最小二乘法拟合文献^[73]的图 3.8 和文献^[197]的图 6 中的实验数据得到。

$$Y_{1,\text{che}}(E) = \begin{cases} a_1 E_1^2 + b_1 E_1 + c_1 & E_1 < E_{1,\text{inter}} \\ a_2 E_1 + b_2 & E_1 \geq E_{1,\text{inter}} \end{cases} \quad (3.6)$$

其中 $E_1 = \log_{10}(E)$, $Y_{1,\text{che}} = \log_{10} Y_{\text{che}}$, Y_{che} 代表化学溅射函数。 $a_1 = -0.21716823$ 、 $b_1 = 1.49621640$ 、 $c_1 = -3.10869745$ 、 $a_2 = -0.55766667$ 、 $b_2 = -0.88506667$, 以及 $E_{1,\text{inter}} = 1.24709069$ 是拟合系数。拟合得到的化学溅射函数 (实线) 以及来自^[73] (蓝点) 和^[197] (橙点) 的原始数据如图 3.7 所示。

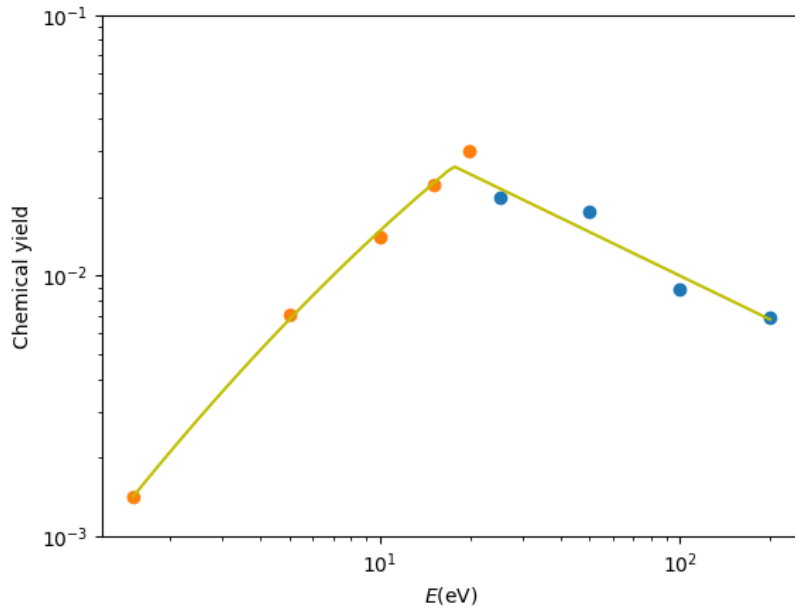


图 3.7: 拟合得到的化学溅射函数 (实线) 以及来自^[73] (蓝点) 和^[197] (橙点) 的原始数据。

对于 J-TEXT 实验的 PWSO 理论预测, 我们取小半径 $a = 0.265$ m, 杂质辐射率 $\text{Rad}[T]$ 取常数 10^{-32} W m^3 ^[183]。我们进一步假设靶区杂质的垂直扩散系数 D_{\perp} 为 $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 并且被溅射的原子中有 1% 进入主等离子体并在距靶板位置 $\lambda = 0.01$ m 处电离。方程 3.3 的计算中用到的入射粒子携带的最大能量假设为 5000 eV。在这些参数假设下, PWSO 0D 模型预测的密度极限与靶区温度的关系如图 3.8 所示。

PWSO 0D 模型预测出存在两个区间: 当靶区温度 T_i 低于约 2 eV 时, 系统处于密度自由区, 此时密度极限随靶区温度的降低而增加; 当 T_i 高于约 2 eV 时, 系统处于密度极限区, 此时密度极限随靶区温度的升高而增加。J-TEXT 实验数据点位于密

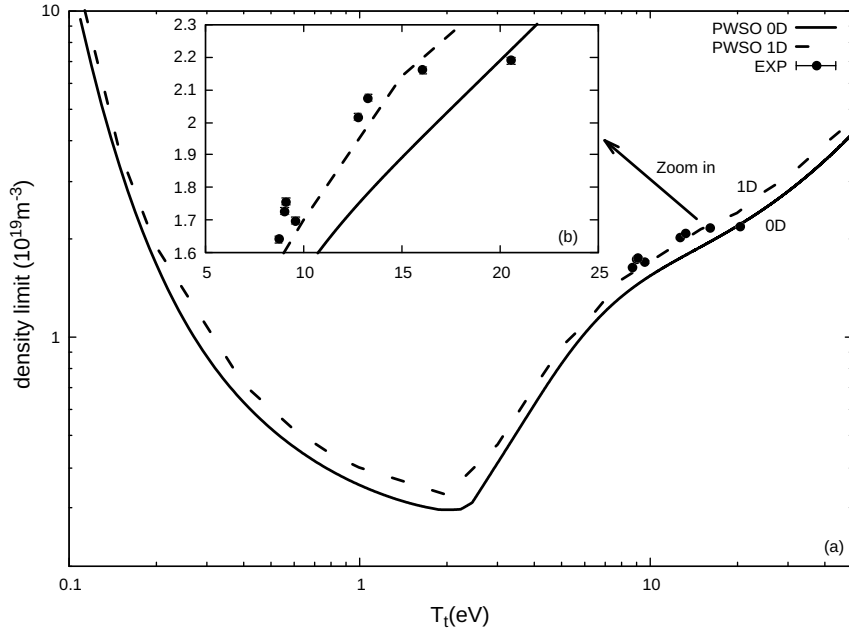


图 3.8: 使用 (a) 对数坐标和 (b) 线性坐标表示的靶区温度 T_t 与密度极限的关系, PWSO 0D 模型 (实线) 和 1D 模型 (虚线) 的预测与实验数据 (圆点) 的对比, 其中误差棒表示电子密度测量的误差。

度极限区内, 并且随着靶区温度的升高, 密度极限也呈现出增加的趋势, 这与 PWSO 0D 模型的预测定量一致。

(2) 与 PWSO 1D 模型的对比

通过 PWSO 1D 模型, 可以获得更详细的辐射功率和温度演化过程。第 2.1 节中已经详细介绍了 PWSO 1D 模型, 其核心是如下描述杂质密度和等离子体温度剖面随时间演化的输运方程, 即方程 2.8 和 2.10

$$\partial_t n_i - D \partial_x^2 n_i = C_i [\partial_x T(r_{\text{LCFS}}, t - \tau_{\text{delay}}) + T'_{\text{loss}}] \delta(x - a + \lambda), \quad (3.7)$$

$$n \partial_t T - K \partial_x^2 T = C_T T^{3/2} + P_{\text{add}} - n n_i \text{Rad}(T), \quad (3.8)$$

其中, $C_i = -\frac{f a K I(T_i)}{(a-\lambda) T_i}$ 表征等离子体-器壁相互作用强度, K 是均匀热扩散系数, $C_T = \frac{E_0^2}{\eta T^{3/2}} \simeq 6.5 \times 10^2 \frac{E_0^2}{Z}$, E_0 是对应于环电压的电场强度, η 是 Spitzer 电阻率, P_{add} 是额外加热功率。采用上一节中的 J-TEXT 实验参数, 在求解上述输运方程时施加如下初

始和边界条件:

$$\begin{aligned}n_i(x = a) &= 0; & \frac{\partial n_i}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0 \\T(x = a) &= T_0; & \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0 \\n_i(t = 0) &= 0; & T(t = 0) &= T_0\end{aligned}\tag{3.9}$$

采用隐式有限差分方法求解以上输运方程,得到的线性方程组通过 Thomas 算法(三对角矩阵算法)求解^[199]。通过对等离子体密度参数进行扫描,可以得到固定靶区温度 T_i 下的密度极限预测值,进而扫描靶区温度 T_i 可以得到 PWSO 1D 模型预测的密度极限与靶区温度的关系,如图 3.8 所示。与 0D 模型相比,1D 模型考虑了沿半径方向的杂质分布和温度分布,即使目前的 1D 模型仍然采用了简化的输运系数和辐射率系数。

PWSO 1D 模型同样预测了密度极限区和密度自由区的存在。与零维模型预测结果类似,J-TEXT 实验数据点位于密度极限区内。上述实验和理论对比表明,在当前的碳壁条件下,通过增加启动阶段的预充气气压和 ECRH 功率可以有效降低 C_{th} 辐射功率,提升密度极限,但仍然处于密度极限区内。此外,0D 和 1D 模型各有侧重点:前者提供了一个简化的框架来理解密度极限的基本机制,而后者则通过考虑空间分布和输运过程提供了更详细的预测,而用到的参数也更多,且这些参数在实验中并不能完全确定。因此,实验数据能够在一些参数假设下与两种模型基本定量一致,表明模型与实验在合理参数范围内具有一致性。

模型结果显示:在给定参数假设下,系统存在密度极限区与密度自由区两类区域;J-TEXT 的实验点主要位于密度极限区内,因此密度极限提升呈现为有限幅度的改善,而非数量级跃迁。这一结论与碳壁条件下化学溅射与壁记忆效应较强、以及非标准启动窗口可操作空间有限等实际约束相一致^[73,183,197]。J-TEXT 的验证工作表明:启动阶段预充气与 ECRH 能够有效改变平顶阶段的杂质辐射水平,并带来可重复的密度极限提升;同时,模型对比显示该装置的放电主要处于密度极限区内。

该系列实验也反映出壁条件对高密度放电的影响较大:在相同的预充气与 ECRH 设置下,不同的壁状态(例如是否进行了前序清洗放电)仍可能导致辐射水平与密度极限的显著差异^[183]。这虽然不影响我们通过改变启动条件来调节密度极限的结论,但提示在实际操作中,壁状态的演变或恶化可能会限制密度极限提升的幅度和可重复性。

此外，由于碳靶板容易吸收气体以及其他实验条件的限制，要偏离 J-TEXT 常规启动条件来启动一次放电，并进入脱靶状态，即低靶区温度，是比较困难的。因此，实验中在启动阶段提高 ECRH 功率或预充气气压对启动条件、靶区温度以及最终密度极限的改变是有限的，这也限制了我们在 J-TEXT 上进入密度自由区的能力。PWSO 理论进一步预言，在全金属壁、物理溅射主导的条件下，通过实现更低的靶区温度，有望进入密度自由区并获得显著超越 Greenwald 密度极限的放电^[89]。这一预测也促成了我们在 EAST 上开展进一步实验验证。

3.3 EAST 装置上密度自由区的实验验证

3.3.1 EAST 装置介绍

EAST 位于中国科学院等离子体物理研究所（合肥），是世界上第一台全超导非圆截面托卡马克装置，也是 ITER 的重要工程与物理验证平台。EAST 的主要参数为：大半径 $R_0 = 1.85$ m，小半径 $a = 0.45$ m，等离子体电流 $I_p \leq 1$ MA，环向磁场 $B_T \leq 3.5$ T。得益于超导磁体技术，EAST 可实现长脉冲稳态运行，已实现超过 100 s 的高约束模式（H-mode）放电，并在多项长脉冲运行关键技术上取得突破^[133,200-201]。

EAST 的一个显著特点是其全金属壁与类 ITER 钨偏滤器配置。自 2014 年起，EAST 逐步完成了从碳偏滤器到全钨偏滤器的升级，目前上下偏滤器均采用钨作为面向等离子体材料（plasma-facing material, PFM）^[202-204]。钨具有高熔点、低溅射率与低氚滞留等优点，是 ITER 与未来聚变堆偏滤器的首选材料；但钨的高原子序数 $Z = 74$ 也使得钨杂质一旦进入核心等离子体，将通过强烈的线辐射与韧致辐射导致显著的能量损失与约束退化。因此，如何在钨偏滤器条件下实现高性能长脉冲运行、同时有效控制钨杂质源项与输运，是 EAST 面向 ITER 的核心科学与工程挑战之一^[133]。

在诊断方面，EAST 配备了全面的等离子体参数测量系统，包括：用于测量线平均密度与法拉第旋转的 HCN 激光干涉仪与极化干涉系统^[205-206]、用于测量电子温度与密度剖面的 Thomson 散射系统、用于测量离子温度与旋转剖面的电荷交换复合光谱（CXRS）、软 X 射线与硬 X 射线阵列、用于杂质谱线诊断的极紫外光谱仪（EUV）、用于测量 Z_{eff} 的可见韧致辐射系统^[207-210]、以及用于测量靶区等离子体参数的偏滤器三探针与嵌入式 Langmuir 探针阵列^[211-212]。此外，EAST 还配备了多种辅助加热

与电流驱动系统，包括最大功率 ~ 6 MW 的离子回旋共振加热 (ICRF)^[213-214]、最大功率 ~ 4 MW 的低杂波电流驱动 (LHCD)^[215-216]、最大功率 ~ 8 MW 的中性束加热 (NBI)^[217-218] 以及最大功率 ~ 1 MW 的电子回旋共振加热^[133,219-222]。

对于本章的密度极限研究而言，EAST 的全金属壁与钨偏滤器配置提供了与 J-TEXT 碳壁条件截然不同的物理环境。钨的物理溅射具有明显的能量阈值，例如对氢同位素入射粒子而言，溅射能量阈值约 200 eV，当靶区温度降低、入射离子能量下降时，钨溅射可被显著抑制。这一阈值效应正是 PWSO 理论预测“密度自由区”得以实现的关键基础^[89]。

基于 J-TEXT 的验证结果，我们在 EAST 上进一步检验 PWSO 理论：在不主动注入杂质的前提下，通过启动策略与壁条件控制实现较低靶区温度，获得较为纯净的等离子体，进而达到显著超越 Greenwald 极限的高密度运行状态^[184]。

3.3.2 实验设置

本研究采用纯欧姆启动或 ECRH 辅助欧姆启动方式放电，放电位形为下单零 (lower single null) 偏滤器位形。关于 ECRH 辅助欧姆启动的具体细节，可参见文献^[223-224]。实验中使用 #2 号 ECRH 系统进行辅助加热^[222]。壁处理技术方面，该系列实验采用了锂化^[225]。典型运行参数为： $I_p \approx 250$ kA， $a \approx 0.45$ m， $B_0 \approx 2.5$ T，拉长比 κ 约为 1.5，三角度 δ 约为 0.5，ECRH 功率最高约 600 kW，等离子体密度由气体注入反馈控制逐步升高^[226]，工作气体为氩气，且放电过程中不额外注入杂质气体，电流平顶阶段持续注入气体升高密度直至破裂。实验上的密度极限 n_{DL} 定义为破裂前瞬时达到的最大线平均密度。在进行不同放电间数据对比时，靶区温度 T_i 与辐射量取密度接近极限前的一段放电相对稳定时间段的平均^[184]。

实验中使用到的关键诊断包括：HCN 干涉仪与极化干涉系统测量线平均密度；偏滤器三探针阵列测量靶区电子温度 T_i ；绝对极紫外 (AXUV) 阵列与辐射计测量辐射时空分布与总辐射功率；极紫外 (EUV) 谱仪与可见致辐射系统分别约束杂质谱线与 Z_{eff} 的演化^[184]。

3.3.3 实验结果

该系列 EAST 实验主要包括两组放电（见表 3.3）：一组是在固定 ECRH 功率下改变预充中性气体压强，另一组是在固定预充压强下改变 ECRH 加热功率。以下我

们选取 #143069 放电作为基准放电用于对比，该放电基于 EAST 此前 ECRH 辅助欧姆启动的系列放电^[223-224]。基准放电的关键参数随时间的演化过程，如总辐射水平、等离子体电流 (I_p)、ECRH 功率以及线平均电子密度 (n_e)，如图 3.9 所示。

表 3.3: EAST 密度极限实验中典型放电的关键参数汇总

放电号 (1430xx)	I_p (kA)/a(cm)	P_{EC} (kW)	预充气量 (10^{20} 分子)	n_{DL} (10^{19} m^{-3})
64	246/46.0	0	0.66	4.8
69	235/46.3	600	0.66	5.2
73	233/46.5	600	1.00	5.3
74	230/46.4	600	1.37	5.4
75	232/46.8	600	1.73	5.4
77	241/45.2	0	0.66	5.5
79	231/46.6	600	0.66	5.6
80	232/46.4	600	0.66	5.6

该基准放电从 0.0 s 开始，环向磁场为 2.5 T，预充气控制电压 V_{gas} 约为 3 V，对应注入的氘气 (D_2) 粒子数为 6.6×10^{19} ，ECRH 功率约为 600 kW，脉宽为 [0.0, 4.5] s，等离子体电流为 250 kA。放电过程中以氘气作为燃料气体，且整个放电过程中未注入其他杂质。在电流平顶阶段，持续注气，直到达到约 $1.5n_G$ 的等离子体密度极限。达到密度极限时，等离子体密度迅速降为零，且此前并没有任何 MHD 活动的信号。整个放电过程中采用了密度反馈控制技术，以确保线平均电子密度的时间演化沿着预先设计的路径进行。在下面的分析中，预充气体量定义为 $t = 0$ s 之前注入的总气体量。靶区温度 T_t 、有效电荷数 Z_{eff} 以及平均辐射功率，则取等离子体接近破裂时 [5, 6] s 区间内的时间平均值。

在以上基准放电基础上，增加预充气量后，实验结果表明密度极限随预充气量增加而提高，直到进入饱和状态（图 3.10A）。这里的饱和并非密度的绝对上限，而更可能反映当前 ECRH 功率受限。若采用更高的 ECRH 功率，达到饱和所对应的预充气量阈值预计还会进一步上移，这与 ECRH 辅助放电中启动压强阈值随 ECRH 功率变化的规律相似^[223-224]。增加预充气量导致密度极限提高，同时伴随总辐射功率降低（图 3.10B）和等离子体纯度提升。等离子体纯度的改善可由有效电荷数 Z_{eff} 的降低体现出来（图 3.10C）。这表明密度极限的提升主要与等离子体-器壁相互作用减弱有关，而这种减弱又与偏滤器靶板附近较低的等离子体温度相关。从图 3.10D 可见，预充气量更高的放电对应更高的密度极限，同时低场外侧偏滤器靶板附近的等离子体温度更低。

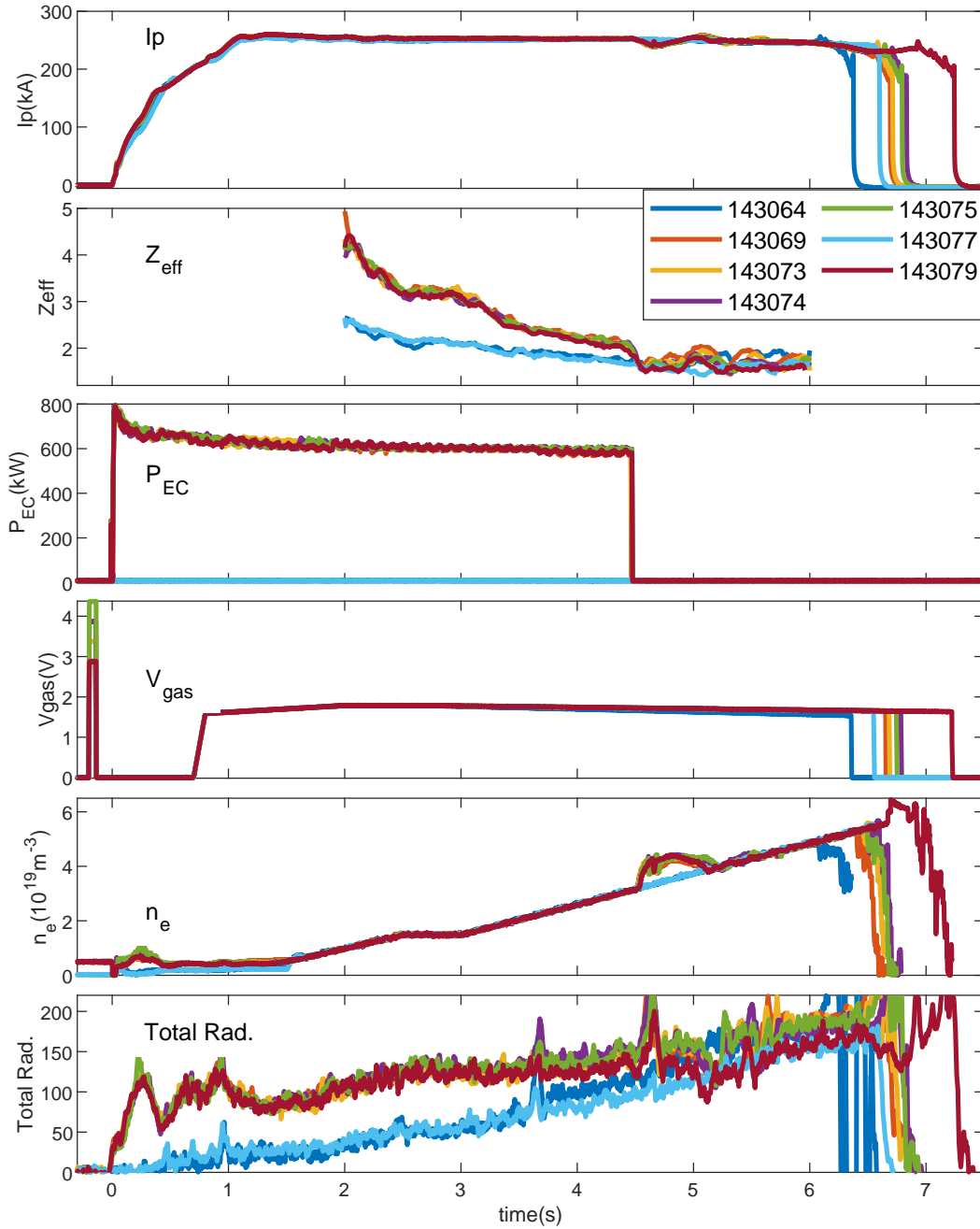


图 3.9: 不同 ECRH 功率条件下密度极限放电的关键参数时间演化。 I_p : 等离子体电流; Z_{eff} : 平均有效电荷数; P_{EC} : 注入的 ECRH 功率; V_{gas} : 用于控制气体注入的电压, 与注入的气体量正相关; n_e : 使用垂直干涉仪中心通道测量的线平均电子密度; Total Rad.: 使用辐射计测量的总辐射相对强度。

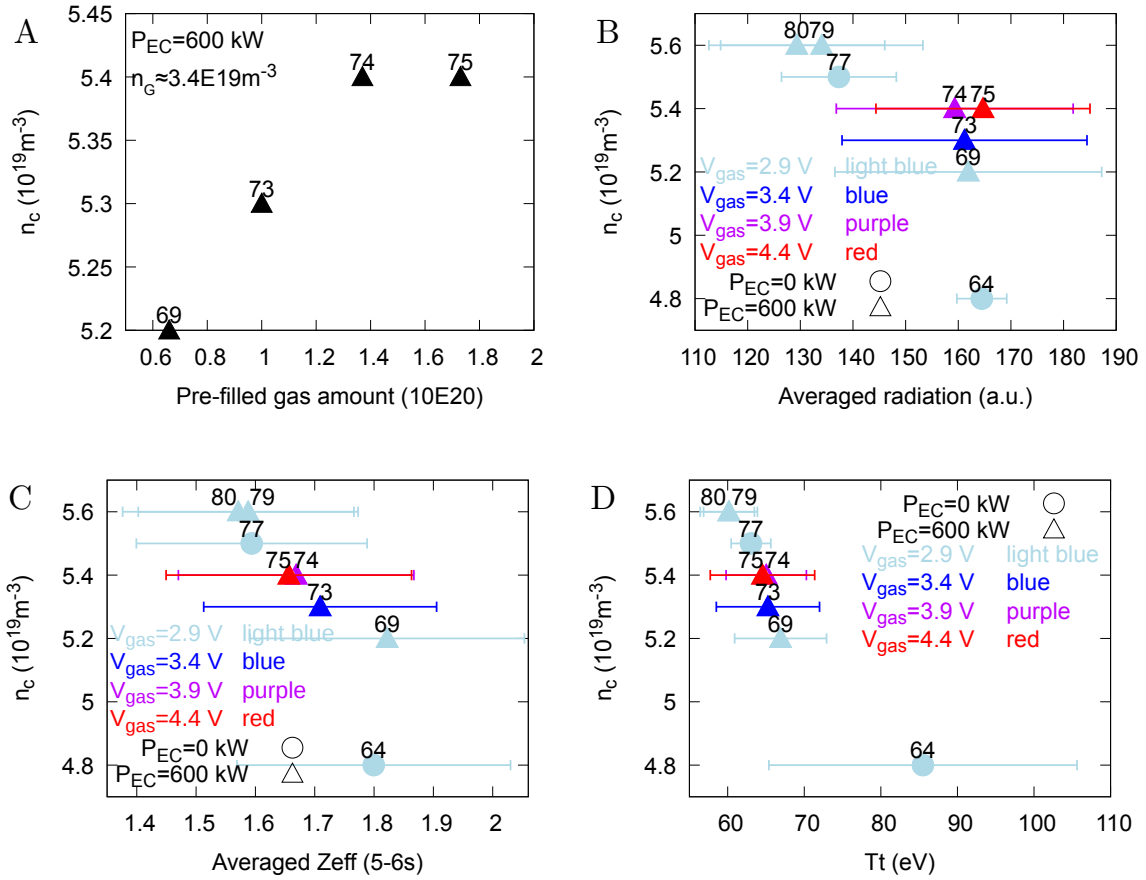


图 3.10: 在不同预充气压强和 ECRH 功率条件下, 密度极限与几个关键参数之间的关系。A: ECRH 功率约为 600 kW 时, 密度极限 n_c 与预充气体 (D_2) 的粒子数之间的关系; B: 密度极限 n_c 与平均相对辐射水平之间的关系; C: 密度极限 n_c 与平均有效电荷数 Z_{eff} 之间的关系; D: 密度极限 n_c 与靶区等离子体温度 T_t 之间的关系。每个数据点旁边的数字标签表示放电号的最后两位数字 (1430xx)。图 B-D 中的水平线表示测量误差范围。

对于改变 ECRH 加热功率、固定预充气量的系列放电, 实验结果表明: 密度极限随 ECRH 功率的增加而增加。例如, 从放电 #143064 到 #143069, 当 ECRH 功率从 0 提高到 600 kW 时, 密度极限由 $4.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 增加到 $5.2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$; 从放电 #143077 到 #143079, ECRH 功率从 0 提高到 600 kW, 密度极限由 $5.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 增加到 $5.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ (图 3.11)。增加 ECRH 功率, 密度极限虽稳定提升, 但提升幅度较弱, 这可能是由于预充气压较低, 因为从一开始可供后续密度提升使用的气体量就更少。同时, 较低的预充气压会限制启动阶段可达到的密度范围上限, 因此即便提高 ECRH 功率, 等离子体也只能达到相对较低的密度^[224]。当前密度极限的提升,

同样与总辐射降低（图 3.10B）、等离子体纯度提高（图 3.10C）以及低场外侧偏滤器靶板附近等离子体温度降低（图 3.10D）有关，而这些都归因于等离子体-器壁相互作用强度的减弱。结合前述结果，我们可以推测：如果在更高预充气量条件下继续提高 ECRH 功率，密度极限的提升幅度可能会更大，这也提示未来实验可通过同时优化预充气量和 ECRH 功率来进一步提升密度极限。

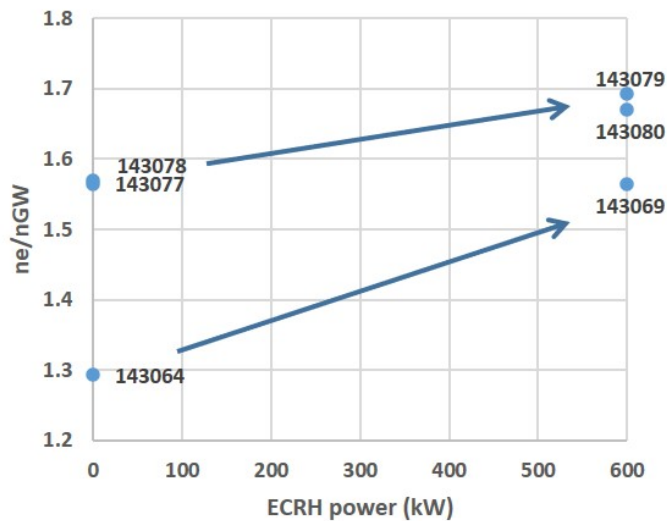


图 3.11: EAST 实验中，不同 ECRH 功率条件下的密度极限相对 Greenwald 极限的比值。

需要指出的是，放电 #143079 与 #143069 的输入参数完全相同，但它们的偏滤器靶板附近的等离子体温度或密度极限却不同。对于放电 #143064 与 #143077，也可以观察到类似现象。这些差异可能源于壁条件随时间发生了变化^[227]，因为在放电 #143064 与 #143079 之间还进行了若干次密度极限放电，这些放电可能对壁条件产生较大影响。图 3.12 展示了连续有效放电中靶区等离子体温度、杂质水平和密度极限的参数依赖关系。从中可以看出一个显著现象：随着放电编号增加，靶区等离子体温度 T_i 和有效电荷数 Z_{eff} 均下降，而归一化密度极限 n_e/n_G 则升高。这表明壁条件随放电序列推进而逐步改善。因此，该系列实验中密度极限的提升既与启动阶段预充气量和 ECRH 功率的调节有关，也与壁条件演化密切相关。更合理的理解是：提高预充气量或 ECRH 功率有助于把系统引导到靶区温度更低、辐射更弱的运行状态，而不是简单地使壁条件“变差”。此外，需要特别指出的是，由 EFIT 平衡重建^[228-229]确定的分离界面位置处电子密度在以上所有放电中始终低于 $0.75n_G$ 。下面，我们将把这些实验结果与 PWSO 理论的预测进行比较。

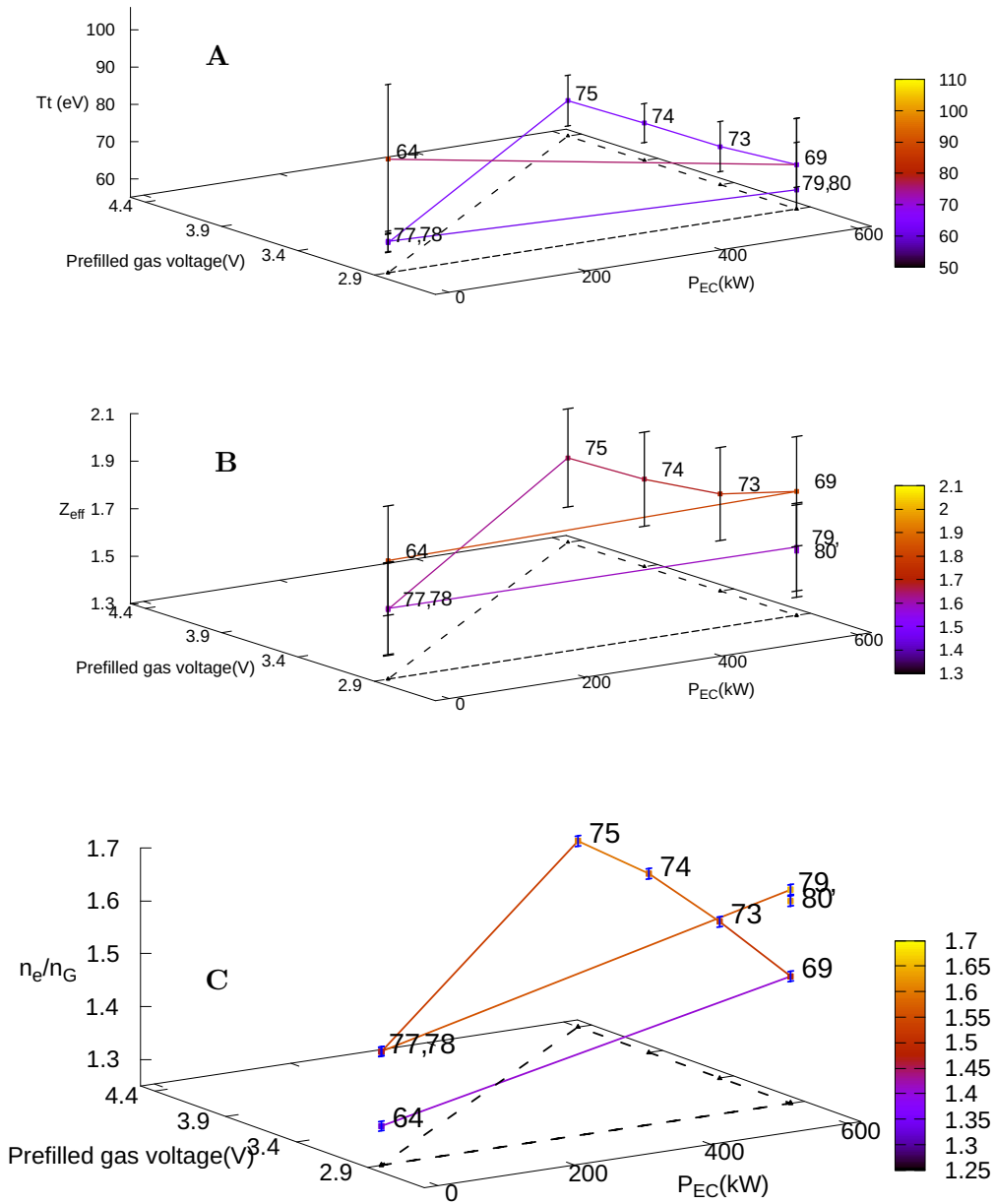


图 3.12: 连续有效放电中靶区等离子体温度、杂质水平和密度极限的参数依赖关系。3D 图显示了 (A) 靶区等离子体温度 T_t , (B) 有效电荷数 Z_{eff} , 以及 (C) 密度极限 n_e/n_G 随 ECRH 功率 P_{EC} 和预充气控制电压的关系。黑色虚线是彩色线在 P_{EC} -预充气控制电压平面上的投影。每个数据点旁的数字标签表示放电号的最后两位数字 (1430xx)。色标表示 T_t 、 Z_{eff} 和 n_e/n_G 的数值。图中的垂直线表示测量误差范围。

3.3.4 与 PWSO 模型的对比

第 2.1 节和第 3.2 节已经详细介绍了 PWSO 0D/1D 理论模型、求解方法以及与 J-TEXT 实验结果的对比。下面仅给出与 EAST 实验进行理论比较所需的关键公式和参数设定。

PWSO 零维模型给出密度极限为^[189,183]:

$$n_c = \frac{2D_{\perp}}{f\lambda R_{\text{imp,coe}}} \frac{T_t}{I(T_t) a} \quad (3.10)$$

a 是等离子体半径, D_{\perp} 是垂直扩散系数, T_t 是靶板位置处的等离子体温度, f 是被溅射原子中进入主等离子体并在距靶板位置向内 λ 处电离的比例, $R_{\text{imp,coe}}$ 是杂质辐射率系数, 而 $I(T_t)$ 是溅射函数 $Y(E)$ 在入射粒子能量空间上的平均量:

$$I(T_t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_t}} \int_0^{\infty} Y\left(\frac{mv^2}{2} + \gamma T_t\right) \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_t}\right) dv \quad (3.11)$$

其中, γ 是总能量传输系数^[73], 因此 γT_t 表示入射离子在靶区鞘层加速后可用于溅射的特征能量项, m 是离子质量。

根据极紫外 (EUV) 光谱仪测得的杂质辐射, 等离子体中的主要杂质包括以碳为代表的低 Z 杂质和以钨为代表的高 Z 杂质, 而钨是从偏滤器靶板溅射出来的。先前的实验和模拟结果表明, 在 EAST 的 L 模等离子体中, 碳是导致钨溅射的主导粒子^[230-231]。因此, 在 PWSO 模型计算中, 我们考虑的是碳对钨的溅射。钨靶板溅射主要由物理溅射主导, 化学溅射可忽略^[102], 因此溅射函数 $Y(E)$ 主要考虑如下物理溅射的贡献^[198]:

$$Y_{\text{phy}}(E) = 0.042 \frac{Q(Z_2) \alpha^*(M_2/M_1)}{U_s} \frac{S_n(E)}{1 + \Gamma k_e \epsilon^{0.3}} \times \left[1 - \sqrt{\frac{E_{\text{th}}}{E}}\right]^s \quad (3.12)$$

其中, 数值系数 0.042 的单位为 \AA^{-2} , Z_1 和 Z_2 分别是入射粒子和靶原子的原子序数, M_1 和 M_2 分别是入射粒子和靶原子的质量, S_n 是简化的核阻止截面, U_s 是靶材料的表面结合能, k_e 是 Lindhard 电子阻止系数, E 是入射粒子能量, E_{th} 是溅射的阈值能量, ϵ 是入射粒子能量的无量纲化形式 $\epsilon = E \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{a_L}{Z_1 Z_2 e^2}$, Γ 因子具有形式 $W(Z_2) / (1 + (M_1/7)^3)$, 其中 W 和 Q 是无量纲的拟合系数。

基于 FLYCHK 程序的模拟结果^[106]，钨杂质的辐射率 $R_{\text{coe},W}$ 可近似认为是常数 $10^{-30}/(1.602 \times 10^{-19}) \text{ eV} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^3$ ^[232]。在 PWSO 模型计算中，依据文献中关于钨杂质的蒙特卡洛程序模拟结果假设杂质的垂向扩散系数 D_{\perp} 为 $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，有 1% 的溅射原子能够穿透进入主等离子体^[233]，并在距靶板 $\lambda = 0.01 \text{ m}$ 的位置发生电离^[234]。方程 3.11 中的积分上限，即入射粒子最大能量 E 取 740 keV ，半径 a 近似取为 0.45 m 。在以上 EAST 参数下，PWSO 0D 模型预测存在两个区域：低靶区温度的密度自由区和高靶区温度的密度极限区。EAST 的实验结果位于密度自由区，并且显著超过了 Greenwald 密度极限，与 PWSO 0D 模型的预测符合良好，如图 3.13。

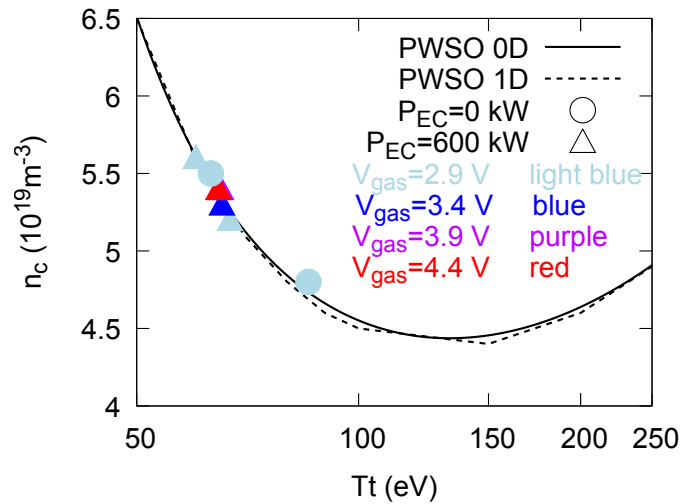


图 3.13: 密度极限与靶区温度的关系。图中实线和虚线分别表示 PWSO 0D 和 1D 模型预测的密度极限与靶区温度的关系；数据点表示 EAST 实验中不同预充气压强和 ECRH 功率条件下测得的密度极限与靶区温度的关系。

对于 PWSO 1D 模型，我们同样采用了上述参数假设，并假设热输运系数 $\chi = K/n = 0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ，延迟时间 $\tau_{\text{delay}} = 200 \text{ ms}$ ，求解如下杂质密度和等离子体温度输运方程，即方程 2.8 和 2.10

$$\partial_t n_i - D \partial_x^2 n_i = C_i [\partial_x T(r_{\text{LCFS}}, t - \tau_{\text{delay}}) + T'_{\text{loss}}] \delta(x - a + \lambda), \quad (3.13)$$

$$n \partial_t T - K \partial_x^2 T = C_T T^{3/2} + P_{\text{add}} - n n_i \text{Rad}(T), \quad (3.14)$$

施加如下初始和边界条件

$$\begin{aligned}n_i(x = a) &= 0; & \frac{\partial n_i}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0 \\T(x = a) &= T_0; & \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0 \\n_i(t = 0) &= 0; & T(t = 0) &= T_0\end{aligned}\tag{3.15}$$

采用隐式有限差分方法求解以上输运方程，得到的线性方程组通过 Thomas 算法（三对角矩阵算法）求解^[199]。通过对等离子体密度参数进行扫描，当辐射功率的演化变得振荡式发散时，认为系统达到了密度极限，从而得到固定靶区温度 T_t 下的密度极限预测值，进而扫描靶区温度 T_t 可以得到 PWSO 1D 模型预测的密度极限与靶区温度的关系，如图 3.13 所示。PWSO 1D 模型给出的预测与 PWSO 0D 模型类似，EAST 的实验数据位于密度自由区。因此，结合上述实验结果和模型对比，我们可以得出结论：在 EAST 的全金属壁条件下，通过增加启动阶段的预充气压和 ECRH 功率，可以有效降低靶区温度，减少杂质辐射，且稳步提升密度极限，与 PWSO 理论的预测相一致。该系列实验也实现了显著高于 Greenwald 密度极限的高密度放电。

该系列 EAST 实验与 W7-X 的密度极限实验在一些方面具有可比性。与 W7-X 相比，W7-X 的等离子体体积 $V = 30 \text{ m}^3$ ，磁场 $B = 3 \text{ T}$ ，小半径 $a = 0.53 \text{ m}$ ；而 EAST 则有 $V = 9 \text{ m}^3$ 、 $B = 2.5 \text{ T}$ 、 $a = 0.45 \text{ m}$ 。两台装置的磁场 B 和小半径 a 都比较接近。因此，对 EAST 与 W7-X 实验的单位体积注入功率 P/V 进行比较是有意义的。计算可得：EAST 的 $P/V = 0.6 \text{ MW}/9 \text{ m}^3$ ，而 W7-X 的 $P/V = 2 \text{ MW}/30 \text{ m}^3$ ；二者大致都接近 $1/15 \text{ MW}/\text{m}^3$ 。此外，在 W7-X 实验中，在打开波加热之前、仅通过一次喷气，就达到了 $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 的密度，这比托卡马克击穿时的典型密度高一个数量级。而在 EAST 中，几乎同样的密度会在 ECRH 脉冲结束时达到（图 3.9），随后进一步升高到约 $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。这些结果表明，托卡马克也可以像仿星器那样运行，并同样达到更高的密度极限。两者最大的差别在于脉冲持续时间：对于 W7-X，启动约需 100 ms；而在 EAST 中，通过 ECRH 辅助启动达到相同密度则需要长一个数量级以上的的时间。这是合理的，因为托卡马克需要有限的极向磁场才能实现约束，而仿星器从一开始就具备约束能力。仿星器和托卡马克的实验还发现，在平顶阶段，密度极限会随着加热功率增加而升高^[82,190-191,235]。在本文的 EAST 实验中，ECRH 功率最高只到 600 kW。结合 PWSO 理论的预测（图 3.13），可以预期，如果在 EAST 实

验中进一步提高 ECRH 功率和预充气压，可能会使靶区等离子体温度更低，并获得更高的密度极限。

3.4 跨装置实验结果比较与物理机制分析

本章 J-TEXT 与 EAST 装置实验验证结果简要对比总结如表 3.4 所示。具体分析如下：

表 3.4: J-TEXT 与 EAST 密度极限实验结果的主要异同。

比较项目	J-TEXT 实验	EAST 实验
装置与壁材料	中型托卡马克，石墨限制器位形，碳杂质和壁吸附/释放效应较强。	全超导托卡马克，全金属壁与钨偏滤器，钨物理溅射占主导且具有明显能量阈值。
实验方法	提高启动阶段预充气压和 ECRH 功率，平顶阶段逐步提高密度直至达到密度极限。	提高启动阶段预充气压和放电前期 ECRH 功率，平顶阶段逐步提高密度直至达到密度极限。
关键诊断量	线平均密度、限制器附近靶区温度、 C_{III} 等。	线平均密度、偏滤器靶区温度、总辐射功率与 Z_{eff} 等。
主要现象	平顶阶段碳杂质辐射降低、靶区温度升高、密度极限提升。	破裂前平顶阶段杂质辐射降低、 Z_{eff} 降低、密度极限提升并显著超过 Greenwald 极限。
PWSO 模型对比	位于 PWSO 预测的密度极限区	位于 PWSO 预测的密度自由区
共同结论	两台装置均表明，提高启动阶段的 ECRH 与预充气会通过改变早期等离子体-器壁相互作用，影响后续平顶阶段的辐射平衡并提升密度极限；实验趋势整体支持 PWSO 理论关于不同运行分支的预言。	
主要差异	密度极限提升有限，且位于密度极限区，主要是受碳壁溅射性质限制。	可进入密度自由区并显著超越 Greenwald 极限，关键在于全金属壁条件下低温靶区对钨溅射的阈值抑制。

提出并验证了一种可有效提升密度极限的实验方案 本章 J-TEXT 与 EAST 的实验结果共同表明，通过在启动阶段适度提高 ECRH 功率和/或预充气压，可以有效提升放电平顶阶段的密度极限。该提升伴随着杂质辐射水平的减弱和等离子体纯净度的改善，整体上与 PWSO 理论预言一致。从 PWSO 理论视角看，J-TEXT 实验结果主

要位于理论所对应的密度极限区，而 EAST 实验结果则进入了密度自由区。这表明，同样的启动调控思路在不同装置、不同壁材料条件下均能够改变后续高密度运行状态，并且其结果分布与 PWSO 模型关于不同运行分支的预言相一致。因此，本章工作的核心意义在于：跨装置验证了一条“通过启动阶段调控提升密度极限”的可行实验路径，并支持了 PWSO 理论对存在密度自由区的预测。

靶板材料的重要作用 J-TEXT 与 EAST 在密度极限绝对值及提升幅度上的差异，首先反映了壁材料和溅射机制的重要作用。J-TEXT 碳壁条件下，化学溅射显著，杂质源项更难被有效抑制，因此虽然密度极限可以提升，但总体仍主要停留在密度极限区内；相比之下，EAST 采用全金属壁和钨偏滤器，低靶区温度下物理溅射可因能量阈值效应而被显著抑制，从而更容易进入 PWSO 所预测的密度自由区，并实现对 Greenwald 极限的显著超越。这说明，密度极限并非仅由芯部输运决定，还受到等离子体边界条件与材料响应的强烈影响。

壁记忆与壁条件演化的影响 需要指出的是，在 J-TEXT 和 EAST 实验中，具有相同预充气压和 ECRH 功率的放电，仍可能得到不同的靶区温度和最终密度极限。这说明密度极限并不是启动参数的简单单值函数，而与放电序列中的壁状态演化密切相关。壁的吸附、解吸、溅射与沉积过程具有明显的记忆效应，会影响后续放电的杂质源强和边界温度。因而，在理解高密度运行机制和优化启动策略时，壁条件应被视为与外部控制参数同等重要的因素。

与脱靶运行目标的兼容性 传统上，为降低偏滤器热流和抑制高 Z 溅射，常通过主动杂质注入实现辐射冷却与脱靶；但这种路径往往伴随芯部辐射增强、杂质积累和约束退化等风险。本章结果提示了另一种可能路径：通过启动阶段调控，引导系统在不依赖主动注杂的情况下自洽进入低 T_e 、低溅射的高密度运行分支，并在此基础上获得更高的密度极限。相较于“以注杂换脱靶”的传统思路，这一路径更有希望同时兼顾高密度、低杂质和低靶板热负荷，因此对未来长脉冲高参数运行具有潜在优势。

与其他高密度运行方案互补 已有提升密度极限或拓展高密度运行窗口的方案，包括弹丸注入、边界位形控制、抽气与粒子控制以及主动杂质注入等，它们分别从芯部加料、边界粒子约束和热流分配等角度改善高密度运行条件。相比之下，本章基于 PWSO 的实验方案强调的是：通过优化启动路径和边界初始条件，主动引导系统进入更有利的自组织运行分支。因此，这一路径并不替代已有方案，而是可与弹丸注入、位形优化和外加热协同等方法形成互补，共同服务于更高密度、更低辐射和更可持续的运行目标。

与仿星器启动思路的联系 本章实验方案还与仿星器高密度启动思路存在明确联系。PWSO 理论曾提出，托卡马克可通过适当调控 ECRH 辅助欧姆启动，在一定程度上模仿仿星器启动阶段的高密度、低杂质特征，从而进入更有利的高密度运行分支^[89]。相关仿星器实验也表明，较高的启动加热功率和合适的中性粒子条件有助于实现更高密度运行^[190-191]。本章 J-TEXT 与 EAST 的实验结果说明，启动阶段的加热方式和中性粒子条件并非仅影响击穿过程本身，还可能影响后续高密度运行所能达到的密度上限。就这一意义而言，本章工作为理解托卡马克与仿星器在高密度启动问题上的共性提供了新的实验依据。

高密度运行有望提高聚变反应率、改善点火条件，并为未来聚变堆尺寸优化和紧凑型装置发展提供新的可能性^[25-26]。因此，继续探索和优化进入密度自由区的路径具有重要的科学意义和应用价值。特别是在 ITER 等未来大型装置中，如何通过启动策略、加热功率控制以及壁条件优化实现更高密度运行，将是一个值得持续推进的研究方向。基于本章的实验验证，后续值得重点开展的工作包括：

1. 在 EAST 等全金属壁装置上系统扫描更高 ECRH/外加热功率与更高初始中性气体密度，验证密度自由区下密度极限进一步提升的潜力及其可重复性；
2. 将 PWSO 模型耦合进更完整的输运与集成模拟框架，对密度爬升过程中的时变自组织行为进行预测，从而为未来 ITER 及聚变堆装置的启动策略设计、密度爬升路径优化和破裂规避控制提供理论依据。

3.5 本章小结

本章围绕 PWSO 理论的实验验证展开，重点回答两个问题：一是启动阶段预充气和 ECRH 功率调控是否能够改变后续平顶阶段的杂质辐射与密度极限；二是在不同壁材料条件下，实验结果是否验证 PWSO 理论预言的密度极限区和密度自由区。

为回答上述问题，本章分别在 J-TEXT 碳壁限制器位形和 EAST 全金属壁钨偏滤器位形上开展实验。J-TEXT 实验通过扫描启动阶段预充气压和 ECRH 功率，测量线平均密度、靶区温度和碳杂质辐射，并与 PWSO 0D/1D 模型进行对比。EAST 实验在不主动注入杂质的条件下，通过改变启动阶段预充气压和 ECRH 功率，分析靶区温度、辐射功率、 Z_{eff} 与密度极限的变化，并与 PWSO 模型预测进行比较。

J-TEXT 实验表明，适度提高预充气与 ECRH 功率可降低平顶阶段杂质辐射、提高靶区温度，并带来可重复的密度极限提升；但受碳壁化学溅射和壁状态影响，实验数据主要位于 PWSO 预测的密度极限区，提升幅度总体有限。EAST 实验表明，在全金属壁和钨偏滤器条件下，优化启动条件可实现更低靶区温度、更低辐射和更高等离子体纯度，放电可稳定达到并显著超过 Greenwald 极限；实验数据位于 PWSO 预测的密度自由区。

上述结果表明，密度极限强烈依赖壁材料、壁状态演化以及启动阶段等离子体-器壁相互作用。启动阶段参数（预充气、ECRH 功率）能够通过改变早期边界条件和杂质源项，影响后续平顶阶段辐射平衡与密度上限。J-TEXT 和 EAST 的跨装置结果共同支撑了 PWSO 理论关于密度极限区和密度自由区的预言，也验证了“通过启动阶段调控提升密度极限”这一可操作实验路径，为 ITER 及后续聚变堆的启动和密度爬升策略提供了实验依据。

4 PWSO 模型在燃烧等离子体区间的推广

燃烧等离子体是指聚变反应产生的 α 粒子自加热功率占主导的等离子体状态，是实现磁约束核聚变能源的关键里程碑。燃烧等离子体中，氘-氘聚变反应产生的 α 粒子将能量沉积到等离子体中，维持或增强等离子体温度，从而形成可持续的聚变反应。当 α 粒子加热功率足够大时，外部辅助加热功率可以被完全替代，等离子体达到点火条件，此时聚变能量增益因子 (Energy Gain Factor, Q) 趋于无穷大。

上一章中，我们通过 J-TEXT 和 EAST 托卡马克装置的实验数据验证了 PWSO 理论在密度极限预测中的有效性。实验结果表明，PWSO 效应能够较好地解释密度极限随靶板区域等离子体温度的变化关系，以及不同壁材料（碳壁和钨壁）对密度极限的影响。这些验证为 PWSO 模型在更广泛参数区间的应用奠定了坚实基础。

然而，燃烧等离子体的物理特性与当前实验装置存在显著差异。首先， α 粒子加热成为主要能量来源，影响了功率平衡方程中的源项；其次，燃烧等离子体通常运行在更高的温度和密度区间，杂质的来源及其辐射影响更加复杂；因此，有必要将 PWSO 模型推广到燃烧等离子体区间，研究等离子体-器壁自组织效应对密度极限、点火条件和聚变性能的影响。

本章的主要研究内容包括：

1. 概述实验上观察到的密度极限对加热功率的依赖关系；
2. 基于 PWSO 理论分析得到密度极限对加热功率的依赖关系，并将此关系外推至燃烧等离子体参数区间；
3. 分析 PWSO 效应对点火条件和能量增益的影响。

通过这些研究，本章将展示 PWSO 理论框架在预测密度极限加热功率依赖关系方面的准确性，并探讨其对燃烧等离子体物理研究的启示和应用前景。

4.1 密度极限功率依赖关系的实验定标律

托卡马克等离子体的密度极限是约束其高性能运行的关键边界之一。长期以来，由 Greenwald 于 1988 年提出的经典经验定标律 $n_G = I_p / (\pi a^2)$ 被广泛采用。该定标律基于对多个早期托卡马克实验数据的归纳得出，形式简洁，但其“密度极限与输

入加热功率无关”的核心假设与许多现代托卡马克的实验观测相矛盾。若从辐射崩塌模型出发，注入更多加热功率应使等离子体在更高密度下才发生崩塌，这同样说明 Greenwald 密度极限定律的功率独立性并不总是成立。后续多装置的系统性实验表明，密度极限行为远比 Greenwald 公式所描述的更复杂，其与加热功率的关系是理解这一物理现象的关键。随着实验向高功率、高约束模式发展，特别是在 H 模和面向燃烧等离子体的运行区间，理解密度极限对加热功率的依赖关系变得至关重要。本节将介绍不同托卡马克装置（如 JET、AUG、EAST 等）在不同运行模式（L 模、H 模）下，关于密度极限功率依赖性的实验定标律研究进展。

围绕 ASDEX Upgrade 装置密度极限对加热功率依赖关系的研究，通常将密度极限分为以下两类^[59]：

1. L 模密度极限 (LDL)：指从未进入过 H 模的放电，在增加气体注入时直接导致的破裂性密度极限。
2. H 模密度极限 (HDL)：指高密度 H 模放电在没有主动反馈避免的情况下，发生 H-L 回退并几乎立即导致破裂的极限。

对 AUG 数据库中典型的 LDL 放电和 HDL 放电进行分析，通过回归分析得到的密度极限与进入刮削层的功率 P_{sep} 的关系约为

$$n_{e, \text{sep}} \propto P_{\text{sep}}^{0.36 \pm 0.45} \quad \text{LDL} \quad (4.1)$$

$$n_{e, \text{sep}} \propto P_{\text{sep}}^{0.34 \pm 0.16} \quad \text{HDL} \quad (4.2)$$

其中， P_{sep} 是进入刮削层的功率， $n_{e, \text{sep}}$ 是分界面处的电子密度。可以看出，ASDEX Upgrade 装置的 LDL 和 HDL 的密度极限对加热功率的依赖关系在统计上具有显著的指数关系，表明密度极限随加热功率的增加而增加，且 L 模和 H 模放电的功率依赖关系相似。

围绕 JET 装置密度极限对加热功率依赖关系的研究也较为丰富，总结来看，在 JET 不同运行区间的密度极限的功率依赖并不一样，L 模高密度实验中密度极限往往与加热功率正相关，而 H 模在一定功率范围内则表现出近似“弱功率依赖”或“几乎无依赖”^[51,128]。具体来说，A. Huber 分析了不同壁材料（碳壁和铍/钨壁）下的 L 模和

H 模密度极限放电, 发现 L 模放电中密度极限显著依赖于加热功率 $n_e \propto P_{\text{heat}}^{0.4}$, 且不依赖于壁材料。而在低三角度或高三角度等不同位形 H 模放电中密度极限几乎不依赖于加热功率。这一结果表明, 在 JET 装置中, L 模放电的密度极限对加热功率的依赖性更强, 而 H 模放电的密度极限则表现出较弱的功率依赖性。后续针对 JET-ILW 的边界分析与多机数据库研究则表明, 这种差异本质上反映了不同运行区间中边界碰撞、SOL 展宽、 E_r 剪切、辐射和约束退化机制的不同主导作用^[236]。

DIII-D 早期的密度极限研究并未得到显著的密度极限对加热功率的幂指数关系, 但近期在 DIII-D 负三角度实验中, 研究人员通过增加 NBI 加热功率观察到了密度极限的显著提升, 并将芯部等离子体密度提高到了约 $2n_G$, 而边界 separatrix 处的密度则略低于 n_G ^[66]。金属壁 EAST 装置相关研究表明, H 模密度极限几乎不依赖于加热功率, 但更高的加热功率有利于延长高密度 H 模持续时间^[38]。

综上, 密度极限对加热功率的依赖关系在不同装置和运行条件下表现出显著差异。在某些装置和运行区间中, 密度极限随加热功率的增加而显著增加, 而在其他装置和运行区间中, 密度极限对加热功率的依赖性较弱或几乎不存在。这些差异可能反映了不同装置和运行条件下主导密度极限的物理机制的不同, 例如边界输运、辐射损失等因素的不同主导作用。因此, 理解密度极限对加热功率的依赖关系需要结合具体装置和运行条件下的物理机制进行分析。而 PWSO 理论提供了一个框架, 可以将等离子体-器壁相互作用引入到密度极限的分析中, 从而有望解释不同装置和运行条件下观察到的密度极限功率依赖关系的差异。

4.2 基于 PWSO 模型的密度极限功率依赖关系

前文主要从实验定标和经验规律角度讨论了密度极限的功率依赖性。密度极限作为限制等离子体稳定性和性能的关键因素, 其与加热功率之间的关系同样需要在 PWSO 框架下加以理解。许多实验表明, 在包括 JT-60^[61]、AUG^[48,59] 和 TEXTOR-94^[60] 在内的各种装置中, 密度极限随加热功率增加而增大^[62], 且在不同加热机制下, 精确的功率定标律有所不同。例如, 文献^[34] 的图 10 表明, 密度极限在较低加热功率区间内与加热功率近似成正比, 而在较高加热功率区间则趋于与加热功率无关。也有不少理论模型试图解释这一现象, 如文献^[62] 考虑了包含杂质和中性粒子辐射损失的功率平衡模型, 文献^[34] 则基于边界层不稳定性分析提出了密度极限的功率定标律。

然而，这些模型往往忽略了等离子体-器壁相互作用的影响。已得到实验验证的等离子体-器壁自组织理论，可能为理解密度极限的功率依赖关系提供新的视角。

本节基于 PWSO 理论推导了磁约束等离子体中由于等离子体-器壁相互作用导致的密度极限对加热功率的依赖性，通过关注溅射诱导的杂质辐射和功率平衡这一核心物理过程，该分析能够重现 ASDEX 和 W7-AS 实验中观察到的密度极限经验功率定标律。此外，本节还讨论了非溅射杂质和聚变产物对 PWSO 密度极限功率依赖性的影响，以及考虑 PWSO 效应时，实现燃烧条件对粒子约束时间的要求^[155]。

4.2.1 密度极限的加热功率依赖关系

(1) 基于 PWSO 0D 模型的加热功率对密度极限的影响

基于辐射在等离子体中均匀分布的假设，PWSO 0D 模型的迭代方程中，下一循环时刻的溅射杂质辐射功率由壁材料特性和沉积到壁上的功率决定：

$$R_+ = \int_V R_{\text{imp,coe}} n_e n_{\text{imp,sputtered}} dV = R_{\text{imp,coe}} n_c \frac{f_{\text{ion}} \lambda a I(T_t)}{2D_{\perp} T_t} P_t = \alpha_1 \frac{I(T_t)}{T_t} P_t \quad (4.3)$$

$$P_t = P_{\text{heat}} - R \quad (4.4)$$

其中， P_t 和 P_{heat} 分别是当前循环时刻沉积在壁上的功率和总输入功率； R 和 R_+ 分别是当前循环和下一循环时刻由溅射杂质引起的总辐射功率； $R_{\text{imp,coe}}$ 是杂质辐射系数， $\alpha_1 \equiv f_{\text{ion}} \lambda n_c R_{\text{imp,coe}} a / (2D_{\perp})$ 。在方程 4.3 的推导中，使用了如下溅射杂质密度的 0D 模型^[73]：

$$n_{\text{imp,sputtered}} = \frac{f_{\text{ion}} \lambda P_t I(T_t)}{2\pi a L D_{\perp} T_t} \quad (4.5)$$

其中 f_{ion} 代表溅射原子到达主等离子体并被电离的比例， λ 是靶板/壁与电离位置之间的距离， a 是壁到磁轴的距离， L 是托卡马克环向周长， D_{\perp} 是杂质的粒子输运系数， $I(T_t)$ 是杂质溅射函数 $Y(E)$ 在入射粒子能量上的平均值，即：

$$I(T_t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_t}} \int_0^{\infty} Y\left(\frac{mv^2}{2} + \gamma T_t\right) \exp\left(\frac{-mv^2}{2T_t}\right) dv \quad (4.6)$$

其中， γ 是总能量传递系数，因此 γT_t 表示入射离子在靶区鞘层加速后可用于溅射的特征能量项， m 是入射粒子的离子质量。如文献^[198]所示，对于硼 (B) 和钨 (W)，

其产额函数 $Y(E)$ 以物理溅射为主，因此在本节随后的计算中忽略化学溅射的贡献。垂直方向入射下物理溅射 $Y(E)$ 的函数取自文献^[198] 的方程 (15):

$$Y_{\text{phy}}(E) = 0.042 \frac{Q(Z_2)\alpha^*(M_2/M_1)}{U_s} \frac{S_n(E)}{1 + \Gamma k_e \epsilon^{0.3}} \left[1 - \sqrt{\frac{E_{\text{th}}}{E}} \right]^s \quad (4.7)$$

其中数值系数 0.042 的单位为 \AA^{-2} , Z_1 和 Z_2 是原子序数, M_1 和 M_2 分别是入射粒子和靶原子质量, S_n 是约化核阻止截面, U_s 是靶固体的表面结合能, k_e 是 Lindhard 电子阻止系数, E 是入射粒子能量, E_{th} 是溅射阈值能量, 约化能量 $\epsilon = a_L E M_2 / ((M_1 + M_2) Z_1 Z_2 e^2)$, 因子 Γ 的形式为 $W(Z_2)/(1 + (M_1/7)^3)$, W 和 Q 是无量纲拟合系数。

基于靶区等离子体温度 T_t 与功率 P_t 之间的关系 (我们将在下文详细讨论该关系的建立), 功率 P_t 与溅射相关的函数 $I(T_t)/T_t$ 之间的关系可以如下建立:

$$\frac{I(T_t)}{T_t} = \frac{I(T_t(P_t))}{T_t(P_t)} \equiv F(P_t) \quad (4.8)$$

溅射杂质的比例达到稳态时, 可表示为:

$$f_{\text{imp}} = \frac{R_*}{n_c^2 R_{\text{coe,imp}}} \quad (4.9)$$

其中, R_* 为方程 4.3 中全局功率平衡的稳态解, 可以写成如下形式:

$$R_* = \alpha_1 (P_{\text{heat}} - R_*) F \quad (4.10)$$

根据方程 4.3 不动点的稳定性条件:

$$\left| \frac{\partial R_+}{\partial R} \right|_{R=R_*} = \alpha \leq 1 \quad (4.11)$$

其中 $\alpha = \alpha_1 [F + (P_{\text{heat}} - R) F']_{R=R_*}$, $F' = dF/dP_t$. 可以得到 PWSO 密度极限 n_c :

$$n_c = \frac{2D_{\perp}}{f_{\text{ion}} \lambda R_{\text{imp,coe}} a} \frac{1}{F + P_t F'} \quad (4.12)$$

上述密度极限的功率依赖性主要来自函数 $F(P_t)$, 其中 P_t 通过功率平衡方程 4.4 与

输入功率 P_{heat} 相关联。一般而言，函数 F 采用幂指数形式 $F(P_t) = \alpha_2 P_t [MW]^{\mu-1}$ ，由此可以推导出特定形式的功率依赖密度极限，如下所示：

$$n_c = \frac{2D_{\perp}}{f_{\text{ion}} \lambda R_{\text{imp,coe}} a} \frac{1}{\alpha_2 \mu (P_{\text{heat}} - R_*)^{\mu-1}} = \frac{2D_{\perp}}{f_{\text{ion}} \lambda R_{\text{imp,coe}} a} \frac{P_{\text{heat}}^{1-\mu}}{\alpha_2 \mu \left(\frac{\mu}{\mu+1}\right)^{\mu-1}} \quad (4.13)$$

这里使用了稳态关系：

$$R_* = \alpha_1 \alpha_2 P_t^{\mu}, \quad R_* = \frac{P_{\text{heat}}}{\mu + 1}, \quad P_{\text{heat}} - R_* = \frac{\mu}{\mu + 1} P_{\text{heat}} \quad (4.14)$$

考虑到聚变理想条件下，应尽可能减少杂质的引入，此处以氩对钨的溅射为例进行理论预测，根据使用 FLYCHK 代码的模拟结果估算 $R_{\text{imp,coe}} = 10^{-30} \text{ W m}^{3[106]}$ ，取 $f_{\text{ion}} = 0.01$ ， $\lambda = 1 \text{ m}$ ， $a = 2.0 \text{ m}$ ， $D_{\perp} = 8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。系数 α_2 取 10^{-6} ，这对应于氩溅射钨时 $T_t = 40 \text{ eV}$ 的情况。更精确的 α_2 和 μ 值、以及更真实的函数 $F(P_t)$ 将在下文讨论。

根据方程 4.13，密度极限 n_c 对加热功率的依赖关系如图 4.1 所示，该关系取决于指数 μ 的值。当 $\mu < 1$ （或 $\mu > 1$ ）时，密度极限随加热功率增加（或减少），并且在较高功率水平下对加热功率的敏感度降低。实际上， μ 取决于溅射特性以及靶区等离子体温度 T_t 与沉积在靶板上的功率 P_t 之间的关系。因此，不同装置和运行条件下的 μ 值可能不同，这也解释了为什么在不同装置和运行条件下观察到的密度极限功率定标律存在差异。

(2) 具体靶板材料下密度极限的加热功率依赖关系

下面我们采用更真实的函数 $F(P_t)$ 来获得密度极限对靶板沉积功率 P_t 和加热功率 P_{heat} 更真实的依赖关系。函数 $F(P_t)$ 可由具体材料溅射函数以及 P_t 与靶区温度 T_t 之间的关系得到，而温度 T_t 与功率 P_t 之间的关系可以根据 OD 粒子和能量平衡方程（见文献^[73] 的方程 4.38）在理论上建立：

$$kT_t = P_t \frac{\tau_p}{n_e V} \frac{A_{\Gamma||}}{\gamma A_{q||}} \quad (4.15)$$

其中 $k = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ J/eV}$ 为电子伏特到焦耳的换算因子， $V = 2\pi^2 \kappa R a^2$ 是等离子体体积， R 和 a 分别是大半径和小半径， κ 是拉长比， γ 是鞘层热传导系数， $A_{\Gamma||}$

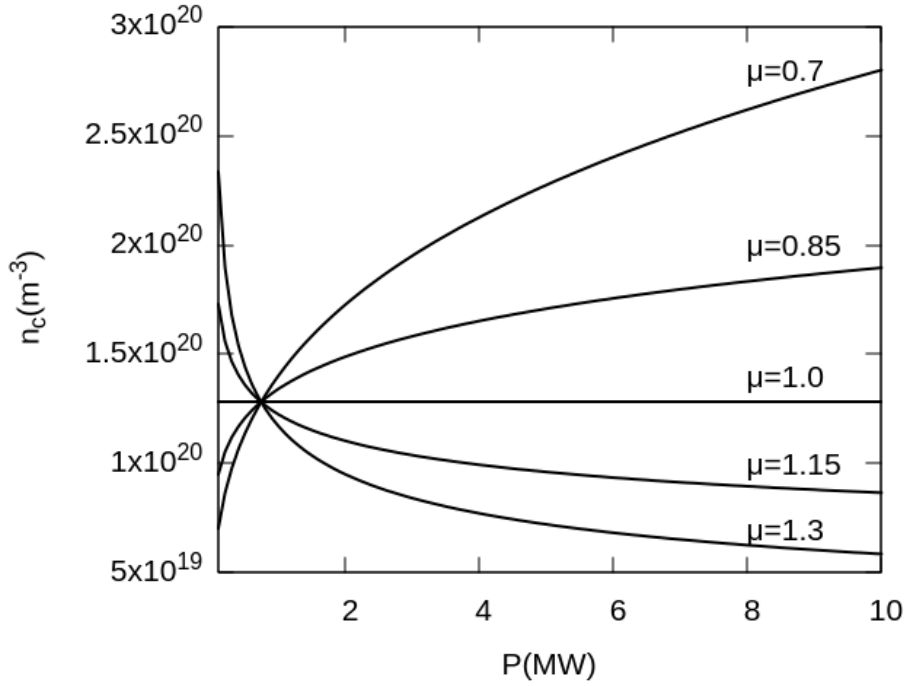


图 4.1: 不同 μ 值下, 密度极限 n_c 随加热功率 P_{heat} 变化的理论曲线。

和 $A_{q||}$ 分别是粒子通量和能量通量的湿区面积, τ_p 是粒子约束时间。

上述关系可以与方程 4.6 耦合, 根据方程 4.8 导出函数 $F(P_t)$ 的具体形式和对应的密度极限功率依赖性。我们首先采用基于 JET 托卡马克实验数据的 τ_p 定标律^[73,237-238]:

$$\tau_p[\text{s}] \approx 1.3 \times 10^{14} R[\text{m}] a[\text{m}]^2 (n_e[\text{m}^{-3}])^{-0.8} \quad (4.16)$$

取半径 $a = 0.751 \text{ m}$, $\kappa = 1.5$, $\gamma = 7$, $A_{\Gamma||}/A_{q||} = 1$, 因此方程 4.15 可以重写为:

$$T_t[\text{eV}](P_t) = 3.9 \times 10^{30} P_t[\text{W}] (n_c[\text{m}^{-3}])^{-1.8} \quad (4.17)$$

以氩对钨的溅射为例, 根据方程 4.6、4.8 和 4.17 可以得到函数 $F(P_t)$:

$$F(P_t) = \frac{1}{T_t(P_t)} \sqrt{\frac{m}{2\pi T_t(P_t)}} \int_0^\infty Y \left(\frac{mv^2}{2} + \gamma T_t(P_t) \right) \times \exp \left(\frac{-mv^2}{2T_t(P_t)} \right) dv \quad (4.18)$$

根据 FLYCHK 代码的模拟结果, 辐射系数近似为 $R_{\text{imp,coe}} = 10^{-30} \text{ W m}^3$, 溅射原子中到达主等离子体并被电离的比例假设为 0.01, 电离位置距离 $\lambda = 0.5 \text{ m}$, 输运系数 $D_\perp = 6 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 。将方程 4.18 代入密度极限通用表达式方程 4.12, 可以获得 JET τ_p 定

标律下密度极限对加热功率的依赖性。计算过程中，方程 4.12 中函数 $F(P_t)$ 对 P_t 的导数使用改进的 Ridders 方法进行数值求解^[199]。

如图 4.2 所示，密度极限 n_c 与加热功率 P_{heat} 之间的关系存在两个分支，即高靶区温度分支 ($T_t > 35.5$ eV) 和低靶区温度分支 ($T_t < 18$ eV)，分别对应幂指数拟合的依赖关系 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.255}$ 和 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.744}$ 。图 4.2 中两个分支上的彩色数据点分别对应并源自图 4.3 中材料溅射相关函数 $I(T_t)/T_t$ 随 T_t 变化曲线上的同色区段。高靶区温度分支定标律 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.255}$ 处于钨壁装置 ASDEX 实验密度极限定标律 $n_c \propto P_{\text{heat}}^\alpha q_{\text{cyl}}^\beta B_{\text{tor}}^\gamma$ 的范围内，其中 $\alpha \in (0.1, 0.5)$ 。低靶区温度分支的密度极限定标律则处于 PWSO 理论中的密度自由 (density-free) 区，其数值相对高于上述实验及其他实验 (如 JET 实验数据^[239]) 中的密度极限。这两个密度极限分支对应的杂质辐射与加热功率之比

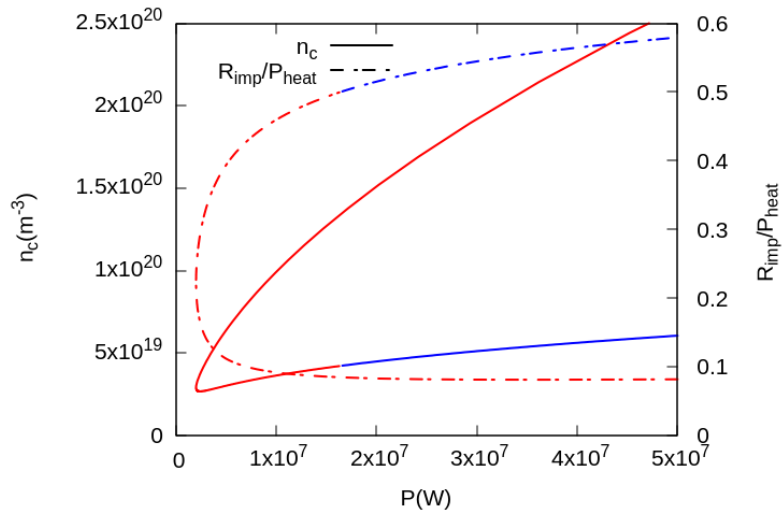


图 4.2: 基于 JET 实验 τ_p 定标律 (方程 4.16) 得到的密度极限 n_c (实线) 和杂质辐射与加热功率之比 $R_{\text{imp}}/P_{\text{heat}}$ (虚线) 随加热功率 P_{heat} 的变化关系。红色 (蓝色) 分支对应图 4.3 中左侧红色 (右侧蓝色) 部分。

$R_{\text{imp}}/P_{\text{heat}}$ 也位于图 4.2 的两个分支上，其中较低的 $R_{\text{imp}}/P_{\text{heat}}$ 分支表明，相对较少的杂质辐射也可能导致密度极限破裂。此外，在这两个分支之间还存在一个中间区间，在该区间内 n_c 随 P_{heat} 增加而减小。

接下来，计算基于 ITER 粒子约束时间定标律的密度极限功率依赖关系。粒子约束时间通常被认为与能量约束时间近似成线性正比，即 $\tau_p \sim \tau_E \chi / D$ 。IPB98(y,2) 能

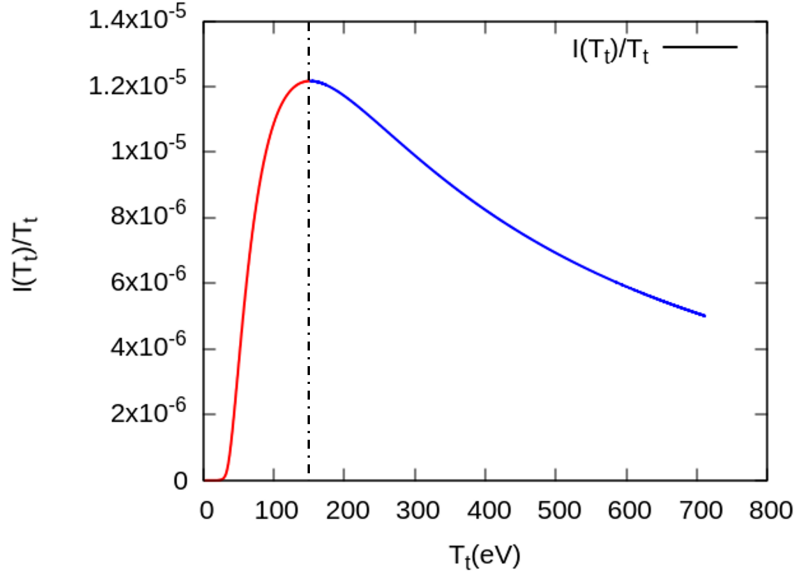


图 4.3: 考虑氩对钨的溅射, 函数 $I(T_t)/T_t$ 随靶区温度 T_t 变化的曲线。红色 (蓝色) 部分对应图 4.2 中红色 (蓝色) 分支。该图重绘自文献^[89] 的图 A2。

量约束时间定标律由下式给出:

$$\tau_E = 0.0562 I^{0.93} B^{0.15} P^{-0.69} n_e^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \epsilon^{0.58} \kappa^{0.78} \quad (4.19)$$

其中 I [MA] 是等离子体电流, B [T] 是环向磁场, P [MW] 是加热功率, n_e [10^{19} m^{-3}] 是弦平均电子密度, M [AMU] 是离子质量, R [m] 是大半径, ϵ 是反环径比, κ 是等离子体拉长比。基于如下 ITER 设计参数, $I = 15 \text{ MA}$, $B = 5.3 \text{ T}$, $P = 80 \text{ MW}$, $M = 2.5 \text{ AMU}$, $R = 6.2 \text{ m}$, $\epsilon = 0.33$, $\kappa = 1.7$, $\chi/D = 4$ ^[240], ITER 粒子约束时间定标律可表示为 $\tau_p = \tau_E \chi/D = 4\tau_E = 1.94 n_e [10^{19} \text{ m}^{-3}]^{0.41}$ 。图 4.4 显示, 预测的密度极限功率依赖性在定性上与 JET 定标律相似, 也表现出两个分支。低靶区温度分支几乎完全重叠, 但在高温分支上, 基于 ITER τ_p 定标律的密度极限比基于 JET τ_p 定标律的更大, 且增加的速率更快。

粒子约束时间的定标律在其他现有及未来的托卡马克装置中可能有所不同, 特别是对电子密度的依赖性^[237,241-242]。例如, 基于 DIVA 托卡马克欧姆放电的粒子约束时间 τ_p 的定标律为 $\tau_p \propto \sqrt{q_a n_e}$, 其中 q_a 是边界安全因子, n_e [10^{20} m^{-3}] 是弦平均电子密度^[237,243]。对于 JT-60 装置, 在不同的放电机制下, 粒子约束时间定标律表现为 $\tau_p \propto \bar{n}_e^{-1}$ 和 $\tau_p \propto P_t^{-0.66}$ ^[237,242]。

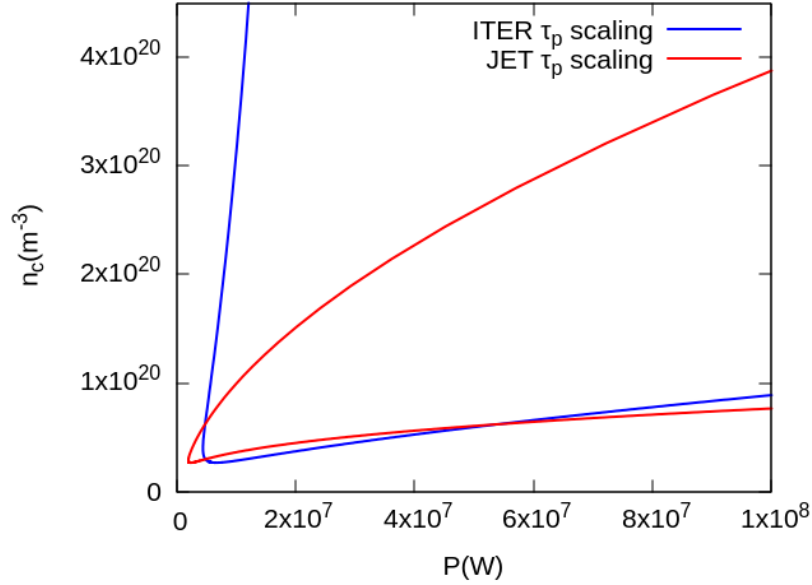


图 4.4: 基于 ITER 粒子约束时间定标律 $\tau_p = 4\tau_{E,IPB98(y,2)}$ (蓝色) 和 JET 粒子约束时间定标律 $\tau_p[s] = 1.3 \times 10^{14} R[m]a[m]^2 (n_e[m^{-3}])^{-0.8}$ (红色) 得到的密度极限 n_c 随加热功率 P_{heat} 的变化关系。

(3) 与实验数据的对比分析

本小节基于 ASDEX 和 W7-AS 装置参数计算其密度极限的功率依赖关系，并与实验数据进行对比。根据方程 4.12 计算 ASDEX 和 W7-AS 装置密度极限时，我们采用了 JET τ_p 定标律的变体，以得到与实验数据更为符合的结果。ASDEX 粒子约束时间定标律采用 $\tau_p[s] \approx 8.3 \times 10^{38} R[m]a[m]^2 \bar{n}_e^{-2}[m^{-3}]$ ，W7-AS 采用 $\tau_p[s] \approx 2.66 \times 10^{18} R[m]a[m]^2 \bar{n}_e^{-1}[m^{-3}]$ 。这些基于 JET τ_p 定标律 (方程 4.16) 的变体处于已发表文献给出的密度依赖范围内，因此具有一定合理性^[237,241-243]。对于 ASDEX 装置，垂直输运系数取 $D_{\perp} = 0.4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ，小半径 $a = 0.5 \text{ m}$ ， $\lambda = 8 \times 10^{-2} \text{ m}$ 。对于 W7-AS 装置，垂直输运系数取 $D_{\perp} = 0.2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ，小半径 $a = 0.18 \text{ m}$ ， $\lambda = 4 \times 10^{-2} \text{ m}$ 。考虑到氦对硼的溅射^[58]，硼杂质辐射系数根据 FLYCHK 代码的模拟结果估算为 $R_{\text{imp,coe}} = 10^{-32} \text{ W m}^3$ ，并假设 10% 的溅射原子到达主等离子体并被电离。采用这些参数设置，通过方程 4.12 和 4.8 得到的理论预测结果与文献^[27] 图 20 (源自文献^[58] 的图 1) 中的 ASDEX 和 W7-AS 实验数据定量一致，如图 4.5 所示。蓝色 (红色) 线分别代表 ASDEX (W7-AS) 的 PWSO 密度极限。ASDEX 和 W7-AS 的实验数据分别位于 PWSO 预测的高靶区温度区域和低靶区温度区域，分别对应 PWSO 模型的密度极限区和密度自由区。

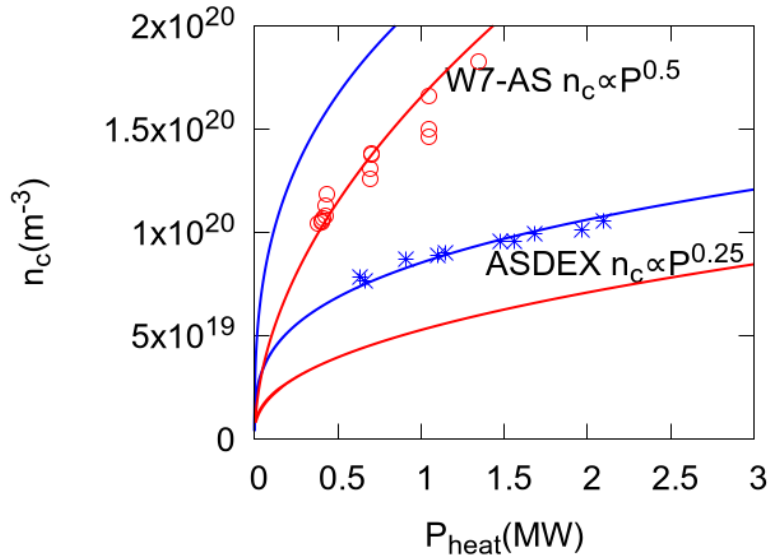


图 4.5: 考虑氩对硼的溅射的 ASDEX 和 W7-AS 装置 PWSO 密度极限 n_c 随加热功率 P_{heat} 的变化 (实线), 以及 ASDEX 托卡马克 (蓝点) 和 W7-AS 仿星器 (红点) 的实验数据。蓝色 (红色) 代表 ASDEX (W7-AS) 装置。实验数据点来源于文献^[27,58]。

(4) 非溅射杂质对 PWSO 密度极限的影响

本章以上分析中, 功率平衡中的杂质辐射仅包含了器壁溅射杂质的贡献。然而, 托卡马克装置运行中, 通常存在背景杂质, 如碳、氧等。因此, 本节将讨论这些非溅射杂质对 PWSO 密度极限功率依赖性的影响。

这些非溅射杂质对辐射功率的贡献可以记为 R_{bg} 添加到 PWSO 0D 模型中。因此, 总辐射功率变为 $R_{\text{total}} = R + R_{\text{bg}}$, 其中 R 是来自溅射杂质的辐射功率。总辐射功率的稳态可以从功率平衡方程中获得:

$$R_{\text{total}} = \alpha_1 (P_{\text{heat}} - R_{\text{total}}) F + R_{\text{bg}} \quad (4.20)$$

考虑非溅射杂质影响后, 此前的 PWSO 密度极限 n_c 与功率 P_i 之间的关系, 即方程 4.12 仍保持不变。与不存在非溅射杂质辐射效应的情况相比, 仅功率平衡方程发生了变化。为了在相同的密度极限 n_c 和功率 P_i 下运行, 需要额外的加热功率 ΔP_{heat}

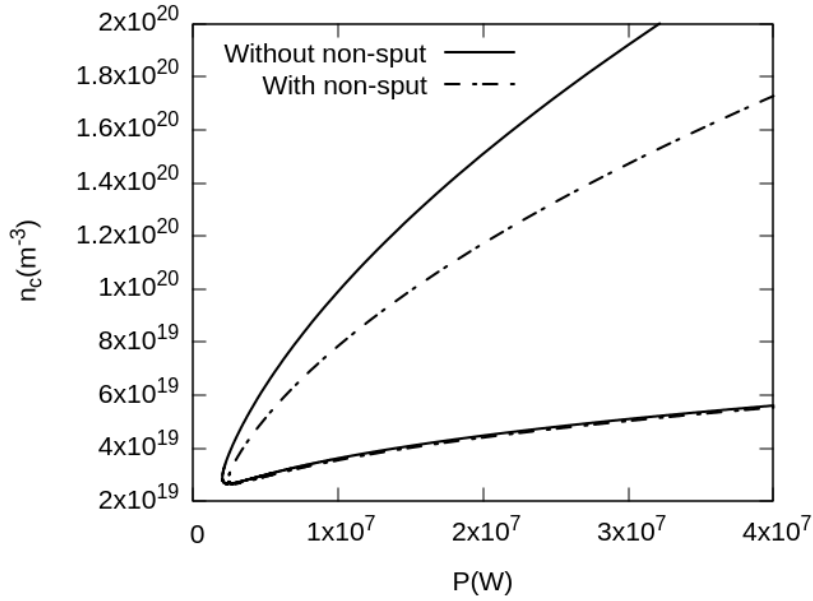


图 4.6: 考虑（虚线）和不考虑（实线）非溅射杂质辐射效应的密度极限 n_c 随加热功率 P_{heat} 的变化关系。

来补偿非溅射杂质的辐射功率，因此可以得到如下关系：

$$P_{\text{heat, without non-sputtered}} = P_t + R_{\text{sputtered}} \quad (4.21)$$

$$P_{\text{heat, with non-sputtered}} = P_t + R_{\text{sputtered}} + R_{\text{non-sputtered}} \quad (4.22)$$

$$\Delta P_{\text{heat}} = R_{\text{non-sputtered}} = n_c^2 f_{\text{non-sputtered}} R_{\text{coe, non-sputtered}} \quad (4.23)$$

其中 $f_{\text{non-sputtered}} = n_{\text{non-sputtered}}/n_e$ 是非溅射杂质的比例水平。非溅射杂质的种类可能与溅射杂质不同。碳杂质是托卡马克等离子体中常见的背景杂质种类之一，这里我们以碳作为非溅射杂质的代表进行分析。

碳杂质辐射系数 $R_{\text{coe, non-sputtered}}$ 约为 $2 \times 10^{-32} \text{ W m}^3$ ，非溅射杂质的比例假设为 2.5%，所有其他参数与上小节中 JET τ_p 算例参数保持一致。通过求解方程 4.12、4.18 和 4.22，可以获得考虑非溅射杂质辐射时密度极限 n_c 对加热功率的依赖关系。结果如图 4.6 所示，同时也展示了不含非溅射杂质辐射的结果。非溅射杂质辐射降低了低靶区温度 T_t 分支的密度极限值，而高靶区温度 T_t 分支则几乎保持不变。

综上，本节分析了基于 PWSO 模型的密度极限功率依赖关系，理论上建立了密度极限与加热功率之间的关系，并通过考虑具体材料的溅射特性和不同粒子约束时间

定标律，得到了更真实的密度极限功率依赖关系。最后，我们将理论预测与 ASDEX 和 W7-AS 装置的实验数据进行了对比分析，并讨论了非溅射杂质对密度极限功率依赖性的影响。这些分析为理解和预测具有燃烧等离子体的未来托卡马克装置中的密度极限提供了重要的基础。本节所用参数总结在表 4.1 中。

表 4.1: 本节算例使用到的参数，包括半径 a ，垂直输运系数 D_{\perp} ，溅射原子到达主等离子体并被电离的比例 f_{ion} ，靶板与电离位置之间的距离 λ ，靶板材料，杂质辐射系数 $R_{\text{imp,coe}}$ ，以及粒子约束时间 τ_p 的定标律。

	JET τ_p 定标律算例	ITER τ_p 定标律算例	ASDEX 算例	W7-AS 算例
小半径 a (m)	0.75	2.0	0.6	0.18
D_{\perp} (m^2/s)	6	6	0.4	0.2
λ (m)	0.5	0.5	8×10^{-2}	4×10^{-2}
f_{ion}	0.01	0.01	0.1	0.1
靶板材料	钨	钨	硼	硼
$R_{\text{imp,coe}}$ (W m^3)	10^{-30}	10^{-30}	10^{-32}	10^{-32}
τ_p	1.3×10^{14} $Ra^2 n_e^{-0.8}$	$4\tau_{\text{E,IPB98(y,2)}}$	8.3×10^{38} $Ra^2 n^{-2}$	2.66×10^{18} $Ra^2 n^{-1}$

4.2.2 燃烧等离子体中密度极限依赖关系

(1) 聚变产物对密度极限功率依赖关系的影响

在上节讨论中，所有加热功率 P_{heat} 均来自等离子体外部。对于当前和未来的燃烧等离子体反应堆，聚变产物的影响（包括 α 粒子加热和氦灰引起的辐射）可能发挥重要作用。本节进一步考虑并评估聚变反应对密度极限加热功率依赖性的影响。

与引入非溅射杂质的情况类似，对于任何给定的 $F(P_t)$ ，PWSO 密度极限 n_c 与功率 P_t 之间的关系仍由方程 4.12 给出；聚变反应产物的影响主要体现为对功率平衡方程的修正。此处考虑 α 粒子加热和氦灰引起的辐射，未考虑中子对功率平衡的影响，因为中子不带电，基本不受磁场约束，几乎不在等离子体内部沉积能量，而是将其携带的能量主要沉积到第一壁、包层及周围结构中^[244]。

$$P_{\text{heat}} + P_{\alpha} - R_{\text{imp,sputtered}} - R_{\text{He}} = P_t \quad (4.24)$$

接下来第一步是评估 α 粒子的比例 $f_{\alpha} = f_{\text{He}} = n_{\text{He}}/n_e$ 。此处需要说明，我们

假设聚变反应产生的 α 粒子会瞬时且完全地热化。溅射杂质的比例水平记为 $f_{\text{imp}} = n_{\text{imp}}/n_e$ 。氦粒子的守恒可以表示如下：

$$\frac{n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}} = S_{\text{He}}, \quad S_{\text{He}} = \langle \sigma v \rangle n_T n_D \quad (4.25)$$

其中 n_D 和 n_T 分别是氘和氚的密度， $\langle \sigma v \rangle$ 是 D-T 聚变反应率^[245]。结合准中性条件：

$$n_D + n_T + n_{\text{He}} Z_{\text{He}} + n_{\text{imp}} Z_{\text{imp}} = n_e \quad (4.26)$$

其中 Z_{He} 是氦离子的电荷数， Z_{imp} 是溅射杂质离子的电荷数。在氘和氚比例相等的等离子体中，氦比例 f_{He} 可由上述关系确定为：

$$n_e f_{\text{He}} = \frac{\tau_{\text{He}} \langle \sigma v \rangle n_e^2}{4} (1 - f_{\text{He}} Z_{\text{He}} - f_{\text{imp}} Z_{\text{imp}})^2 \quad (4.27)$$

可以证明，在区间 $(0, 1)$ 内， f_{He} 有且仅有一个解，即：

$$f_{\text{He}} = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (4.28)$$

其中：

$$\begin{aligned} A &= \frac{Z_{\text{He}}^2 \tau_{\text{He}} \langle \sigma v \rangle n_e}{4}, \\ B &= -\frac{\tau_{\text{He}} \langle \sigma v \rangle n_e Z_{\text{He}} (1 - f_{\text{imp}} Z_{\text{imp}})}{2} - 1, \\ C &= \frac{\tau_{\text{He}} \langle \sigma v \rangle n_e (1 - f_{\text{imp}} Z_{\text{imp}})^2}{4}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

在满足劳森判据的能量约束时间尺度上，如 τ_{He} 为 1 秒的情况下，根据方程 4.28 确定的氦比例 f_{He} 对等离子体温度 T 和杂质比例 f_{imp} 的依赖关系如图 4.7 所示。下文计算中，将采用 $\tau_{\text{He}} = 1 \text{ s}$ 的假设。

第二步是评估 PWSO 密度极限下的 α 粒子加热功率 P_α 和氦辐射功率 R_{He} 。氦辐射功率为：

$$R_{\text{He}} = f_{\text{He}} n_c^2 R_{\text{coe,He}}, \quad P_\alpha = \frac{\langle \sigma v \rangle}{4} U_\alpha n_c^2 (1 - f_{\text{He}} Z_{\text{He}} - f_{\text{imp}} Z_{\text{imp}})^2 \quad (4.30)$$

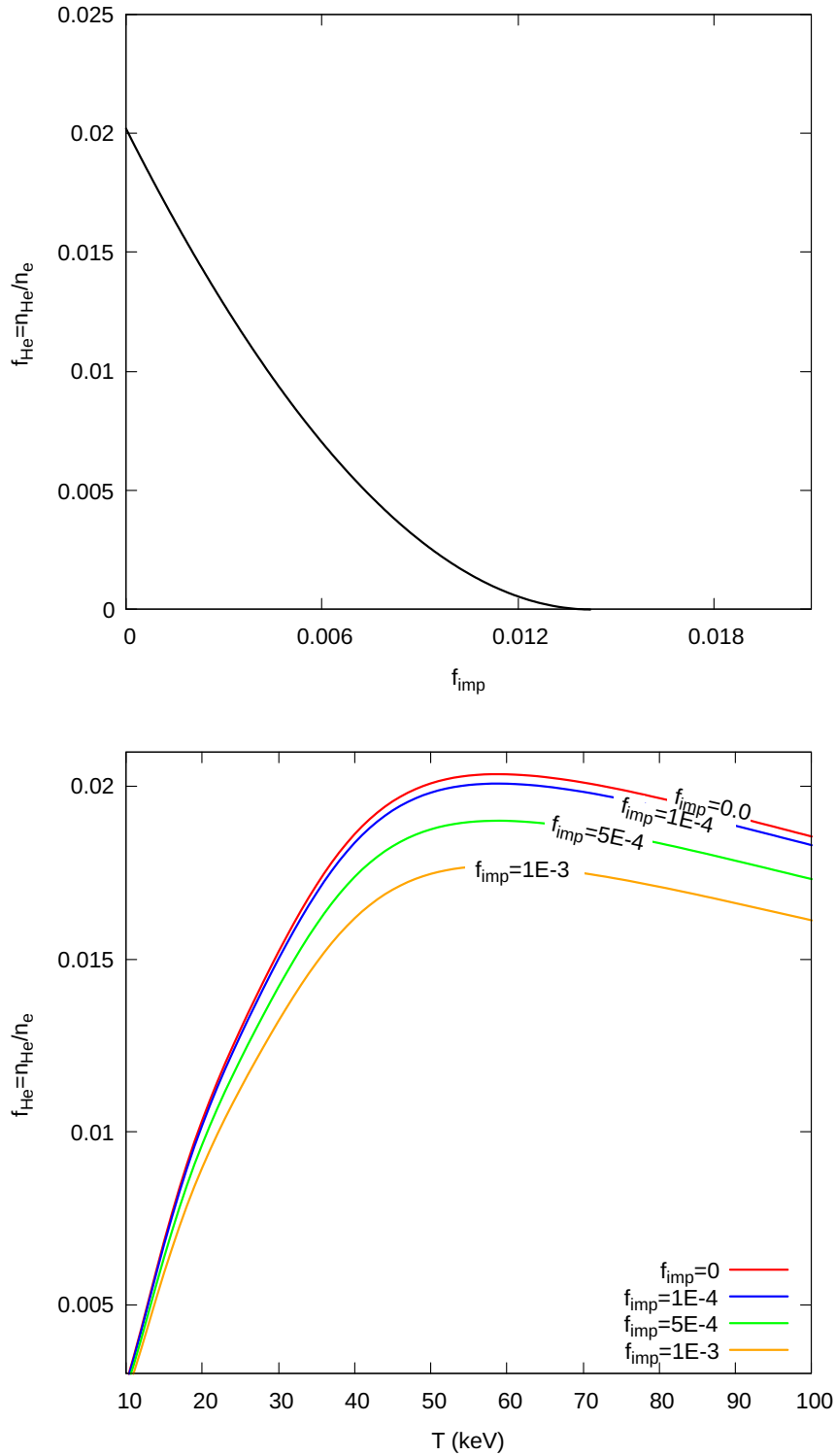


图 4.7: 氦比例 f_{He} (上) 在芯部等离子体温度 $T = 51.8$ keV 时, 随溅射杂质水平 f_{imp} 的变化, 以及 (下) 在电子密度 $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 和各种溅射钨杂质水平下, 随芯部等离子体温度 T 的变化。

其中 n_c 是方程 4.12 中的密度极限, f_{He} 可通过方程 4.28 在给定的等离子体温度 T 和溅射杂质比例 f_{imp} 下获得, 其中溅射杂质比例可根据方程 4.9 计算。使用与此前 JET τ_p 算例 (图 4.2) 相同的参数, 氦的辐射系数 $R_{\text{coe,He}}$ 取 10^{-36} W m^3 , 每次聚变反应释放给 α 粒子的能量 U_α 为 3.5 MeV。

通过结合方程 4.12、4.18 和 4.24, 可以得到考虑聚变产物影响后的密度极限 n_c , 如图 4.8 所示。图中同时展示了不考虑聚变反应的结果, 表明在相同的外部加热功率

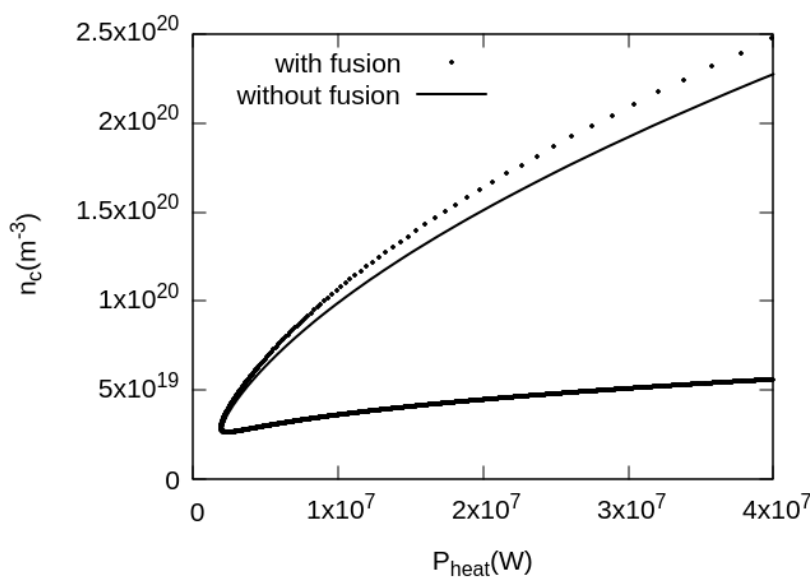


图 4.8: 芯部温度 $T = 50 \text{ keV}$ 时, 考虑 (虚线) 和不考虑 (实线) 聚变产物影响的密度极限 n_c 随加热功率 P_{heat} 的变化关系。

下, 聚变反应会提高密度极限, 其中起主要因素的是 α 粒子加热, 该效应在低 T_i 分支上更为显著, 在高 T_i 分支上则较弱。另一方面, 氦灰引起的辐射和燃料稀释会降低密度极限, 但其影响相对较小。

(2) PWSO 0D 模型中的燃烧等离子体条件

对上节算例中的能量增益因子 $Q = 5P_\alpha/P_{\text{heat}}$ 进行评估, 结果表明, 在图 4.9 红色实线所示的温度范围内, Q 值始终远低于 1, 这意味着对于方程 4.16 中的 JET τ_p 定标律, 无法实现能量收支平衡 ($Q = 1$)。

如方程 4.30 所示, 对于给定的等离子体温度和密度, α 粒子加热功率 P_α 是固定的。为了达到更高的能量增益因子 Q , 需要对 n_e 、 T_i 和 P_i 之间的关系 (方程 4.17) 进行修改, 例如增大 P_i 前的系数或改变 n_e 的指数, 从而允许在给定电子密度 n_e 和

温度 T_t 下使沉积到靶板上的功率 P_t 更低。这本质上是对粒子约束 τ_p 定标律提出的

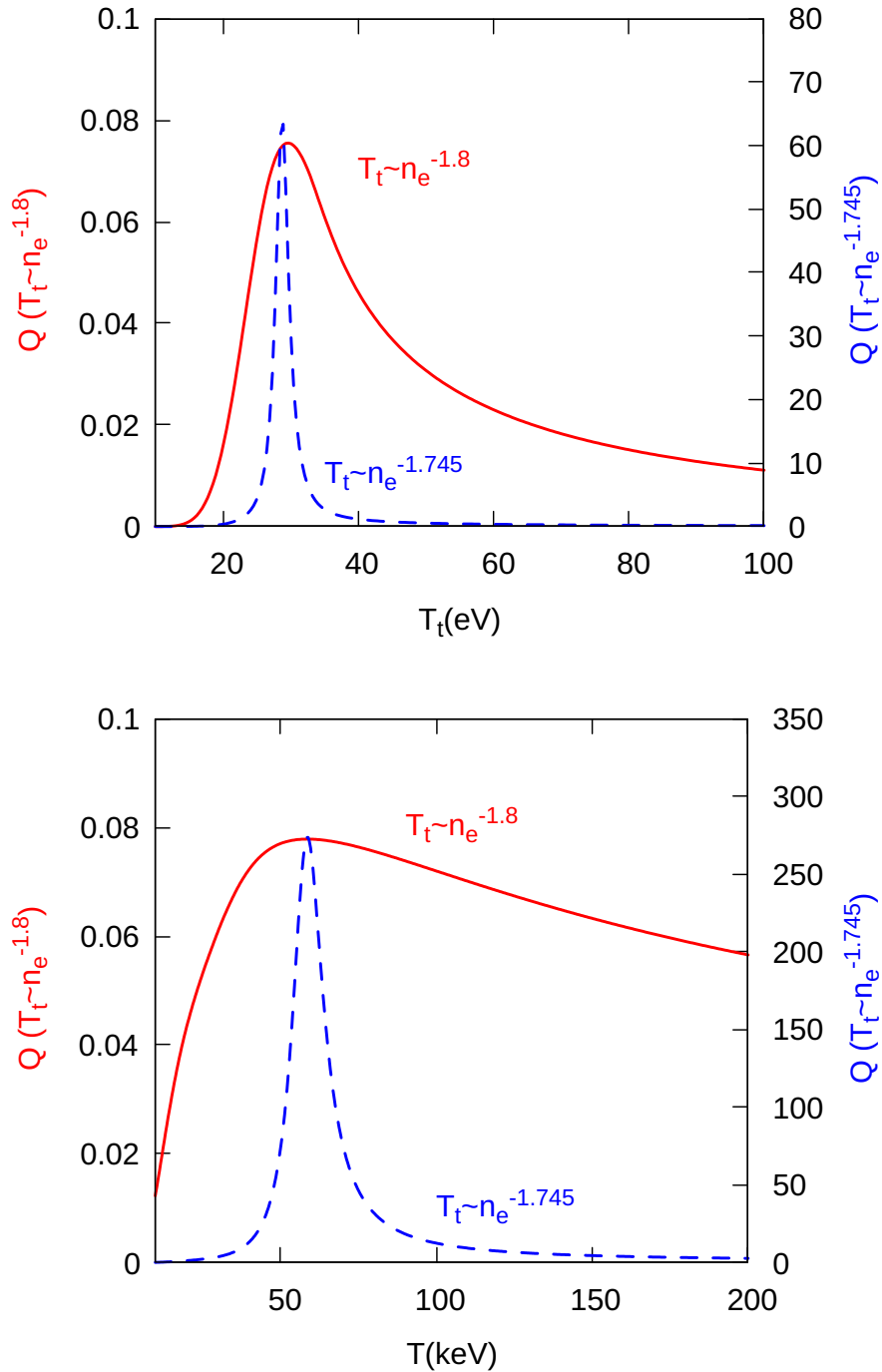


图 4.9: 能量增益因子 Q 随 (上) 靶区等离子体温度 T_t (eV) 在芯部等离子体温度 $T = 45$ keV 时的变化, 以及随 (下) 芯部等离子体温度 T (keV) 在 $T_t = 30$ eV 时的变化, 分别对应 (红色实线) 方程 4.17 中的 JET τ_p 定标律和 (蓝色虚线) 修改后的 τ_p 定标律。

要求。以下列关系为例:

$$T_i[\text{eV}] = 3.9 \times 10^{30} P_i[\text{W}](n_e[\text{m}^{-3}])^{-1.745} \quad (4.31)$$

其引入了与方程 4.17 中不同的定标律, n_e 指数上的微小变化会导致 T_i 对 n_e 的幂律依赖关系发生显著变化, 原因是电子密度的绝对值是一个很大的数字, 即 $n_e \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 这反过来会导致预测的密度极限和能量增益因子 Q 产生显著变化, 如图 4.9 蓝色虚线所示。

综上, 在本节工作中, 我们通过等离子体-器壁自组织 (PWSO) 理论考虑等离子体-器壁相互作用, 探索了托卡马克中密度极限的加热功率依赖性。结果表明, 存在两个密度极限机制, 即低 T_i 和高 T_i 区域, 分别对应于 PWSO 理论中的密度自由区域和密度极限区域。在高 T_i 区域, 基于 JET 托卡马克的实验结果, 对于氩对钨的溅射以及粒子约束时间定标律 $\tau_p[\text{s}] \approx 1.3 \times 10^{14} R[\text{m}]a[\text{m}]^2 \bar{n}_{\text{main}}[\text{m}^{-3}]^{-0.8}$, 密度极限的功率依赖性约为 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.255}$ 。这一密度极限定标律与其他的实验和理论功率依赖密度极限定标律吻合较好^[59]。低 T_i 区域的密度极限定标律约为 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.744}$, 明显高于上述密度极限定标律。需要说明的是, 这些定标律的指数值可能会受到具体参数设置的影响, 例如粒子约束时间定标律、溅射特性等, 而这些参数在不同的装置中各不相同, 且难以精确测量, 因此这些定标律的具体值可能会有一定的不确定范围。

此外, 该模型的预测结果定量地重现了在 ASDEX 和 W7-AS 实验中观察到的密度极限经验功率定标律。在此基础上, 本文分析了非溅射杂质和聚变产物对密度极限功率依赖性的影响, 以及在存在 PWSO 过程的情况下实现燃烧条件对粒子约束时间的要求。这些结果强调了调节等离子体-器壁相互作用和约束性能在实现更高密度极限方面的重要作用, 从而为优化下一代聚变堆的性能提供了途径。

4.3 PWSO 效应对点火条件和能量增益的影响

点火条件是燃烧等离子体物理研究的核心问题之一。经典 Lawson 判据给出了实现聚变点火所需的等离子体密度、温度和能量约束时间的乘积关系。然而, 传统的点火条件分析通常忽略了等离子体-器壁相互作用产生的杂质辐射效应, 特别是杂质辐射与等离子体参数之间的动态耦合关系。在第二章中, 我们介绍了 PWSO 杂质辐射理论框架, 揭示了杂质辐射功率与沉积到靶板的功率之间存在线性关系 $R_{\text{imp}} = \alpha P_i$, 其中比例系数 α 取决于等离子体密度、温度剖面 and 壁材料性质。这一自组织特性对

点火条件具有重要影响。

本节基于零维模型分析 PWSO 效应对点火条件和能量增益的影响。首先，从能量平衡方程出发，推导包含杂质辐射和 PWSO 效应的点火条件，得到修正的 Lawson 判据；接着，通过耦合 PWSO 模型和能量平衡方程，自洽计算杂质比例；最后，分析点火条件随等离子体密度的变化规律，讨论 PWSO 效应对能量增益的影响。

4.3.1 包含 PWSO 效应的点火条件

考虑等比例的氘-氚反应，点火条件可通过能量平衡方程描述：

$$\frac{3}{2}kT(n_e + n_e(1 - f_{\text{imp}}Z) + f_{\text{imp}}n_e) = (\langle\sigma v\rangle U_\alpha n_e^2(1 - f_{\text{imp}}Z)^2/4 - R_{\text{coe}}f_{\text{imp}}n_e^2)\tau \quad (4.32)$$

其中， $f_{\text{imp}} = n_{\text{imp}}/n_e$ 是杂质比例， $R_{\text{coe}}f_{\text{imp}}n_e^2$ 为杂质辐射功率密度， Z 是杂质有效电荷数， τ 是能量约束时间， U_α 是单次聚变反应释放的能量。本节采用零维体积归一化形式，相关功率项均表示功率密度。点火条件可以表示为

$$n_e\tau = \frac{\frac{3}{2}kT(1 + (1 - f_{\text{imp}}Z) + f_{\text{imp}})}{\langle\sigma v\rangle U_\alpha(1 - f_{\text{imp}}Z)^2/4 - R_{\text{coe}}f_{\text{imp}}} \quad (4.33)$$

在传统的点火条件分析中，杂质辐射功率通常被视为与等离子体参数独立的外部损失项。然而，PWSO 理论表明，杂质辐射功率与沉积到靶板的功率存在动态耦合关系。考虑第 2.1 节的等离子体-器壁自组织理论，下一时刻杂质辐射功率可以表示为上一时刻靶板沉积功率的线性函数：

$$R_{\text{imp},+} = A(P_t) = \alpha P_t \quad (4.34)$$

其中， P_t 是沉积在靶板上的功率，系数 $\alpha = \frac{af_{\text{ion}}\lambda I(T_t)}{2D_\perp T_t} n_e R_{\text{coe}}$ 正比于电子密度 n_e 和杂质辐射系数 R_{coe} 。

将方程 (4.32) 与方程 (4.34) 联立，得到

$$R(t + \Delta t) = \alpha \left[\frac{\langle\sigma v\rangle U_\alpha n_e^2(1 - f_{\text{imp}}Z)^2}{4} - \frac{3}{2}kT(n_e + n_e(1 - f_{\text{imp}}Z) + f_{\text{imp}}n_e)/\tau - R_{\text{coe}}f_{\text{imp}}n_e^2 \right] \quad (4.35)$$

整理得到包含 PWSO 效应的点火条件：

$$n_e \tau = \frac{\frac{3}{2}kT(1 + (1 - f_{\text{imp}}Z) + f_{\text{imp}})}{\langle \sigma v \rangle U_\alpha (1 - f_{\text{imp}}Z)^2 / 4 - R_{\text{coe}} f_{\text{imp}} \left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \right)} \quad (4.36)$$

可以看出，杂质辐射效应使得点火条件对劳森参数 $n\tau$ 的要求更高，而 PWSO 效应加剧了这一趋势，进一步提高了点火条件对 $n\tau$ 的要求。这一效应主要体现在方程 (4.36) 中分母的第二项 $R_{\text{coe}} f_{\text{imp}} \left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \right)$ ，其中系数 $\left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \right)$ 反映了 PWSO 效应对杂质辐射功率的放大作用，导致点火条件对 $n\tau$ 的要求显著增加。图 4.10 中展示了不同情况下的点火条件，包括 (a) 仅考虑 α 粒子加热与热扩散之间能量平衡的点火条件，即杂质比例 $f_{\text{imp}} = 0$ 的情况；(b) 考虑 0.1% 钨韧致辐射效应的点火条件；(c) 考虑等离子体-器壁自组织效应对点火条件的影响。

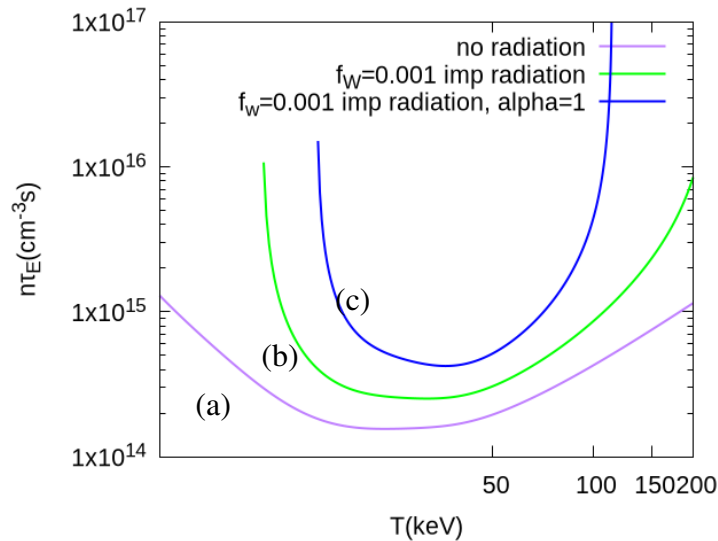


图 4.10: 不同情况下的点火条件。(a): 仅考虑 α 粒子加热与热扩散之间能量平衡的点火条件。(b): 相比于 (a)，考虑 0.1% 钨韧致辐射效应。(c): 相比于 (b) 考虑等离子体-器壁自组织杂质辐射效应对点火条件的影响。

4.3.2 壁溅射杂质比例的自洽计算

方程 (4.36) 中的杂质比例通常被视为一个外部参数，但若只考虑壁溅射杂质的贡献，杂质比例 f_{imp} 可以通过等离子体-器壁自组织理论和稳态能量平衡方程的耦合

求解自洽计算得到。等离子体-器壁自组织杂质辐射模型中，杂质密度满足

$$n_{\text{imp}} = n_e f_{\text{imp}} = \frac{f_{\text{ion}} \lambda I(T_i)}{2\pi a L D_{\perp} T_i} P_t \quad (4.37)$$

稳态时能量平衡方程为

$$P_t = \frac{1}{1 + \alpha} \left[\frac{\langle \sigma v \rangle}{4} U_{\alpha} n_e^2 (1 - f_{\text{imp}} Z)^2 - \frac{3}{2} k T n_e \cdot (1 + (1 - f_{\text{imp}} Z) + f_{\text{imp}}) / \tau \right] \quad (4.38)$$

取 $C_1(n_e, T_i) = \frac{f_{\text{ion}} \lambda}{2\pi a L D_{\perp}} \frac{I(T_i)}{T_i}$, $C_2 = \frac{\alpha}{f_{\text{imp}} n_e} = \frac{a f_{\text{ion}} \lambda I(T_i)}{2 D_{\perp} T_i} R_{\text{coe}}$, 得到关于杂质比例 f_{imp} 的一元二次方程:

$$\begin{aligned} \left[\frac{C_1}{4} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z^2 - C_2 n_e^2 \right] f_{\text{imp}}^2 - \left[\frac{C_1}{2} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z + \frac{3kTn_e C_1 (1 - Z)}{2\tau} + n_e \right] f_{\text{imp}} \\ + \frac{C_1}{4} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 - \frac{3kTn_e C_1}{\tau} = 0 \end{aligned} \quad (4.39)$$

可以求得杂质比例为

$$f_{\text{imp}} = \frac{\frac{C_1}{2} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z + \frac{3kTn_e(1-Z)C_1}{2\tau} + n_e \pm \sqrt{\Delta}}{2 \left[\frac{C_1}{4} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z^2 - C_2 n_e^2 \right]} \quad (4.40)$$

$$\begin{aligned} \Delta = \left[\frac{C_1}{2} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z + \frac{3kTn_e C_1 (1 - Z)}{2\tau} + n_e \right]^2 \\ - 4 \left[\frac{C_1}{4} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 Z^2 - C_2 n_e^2 \right] \left(\frac{C_1}{4} \langle \sigma v \rangle U_{\alpha} n_e^2 - \frac{3kTn_e C_1}{\tau} \right) \end{aligned} \quad (4.41)$$

根据杂质比例 $f_{\text{imp}} \in (0, 1)$ 的物理意义，可以得到存在且唯一的正根解，作为杂质比例的自洽计算结果。通过这种自洽计算方法，我们可以得到不同密度和温度条件下的杂质比例，从而更准确地评估壁溅射杂质水平和 PWSO 效应对点火条件的影响。

4.3.3 点火条件的密度依赖关系分析

根据上述自洽计算的杂质比例 f_{imp} ，我们可以分析点火条件随等离子体密度的变化规律。将自洽计算得到的杂质比例 f_{imp} （方程 4.40）代入包含 PWSO 效应的点火条件表达式（方程 4.36），可以得到点火条件的密度依赖关系。该依赖关系反映了

在不同密度条件下，杂质辐射和 PWSO 效应对点火条件的综合影响。

图 4.11 展示了在自洽考虑杂质比例后点火条件随等离子体密度的变化规律。与固定杂质比例的情况（图 4.10）相比，自洽计算结果呈现出显著不同的密度依赖特性。在较低密度区间 ($n_e < 2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)，PWSO 效应使得点火条件对 $n\tau$ 的要求显著提高；随着密度增加，点火条件曲线逐渐向较低 $n\tau$ 区域移动，表明高密度运行有利于降低点火阈值。

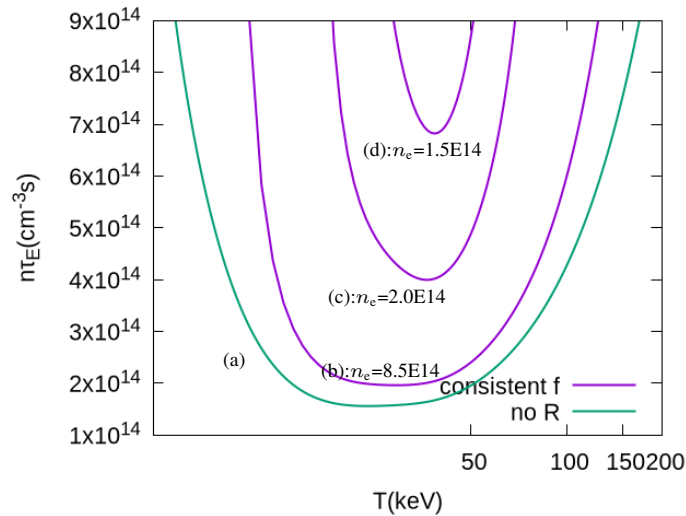


图 4.11: 不同情况下的点火条件。绿色：仅考虑 α 粒子加热与热扩散之间能量平衡的点火条件。蓝色：考虑等离子体-器壁自组织杂质辐射效应，且杂质比例由等离子体-器壁自组织杂质辐射模型和稳态能量平衡方程自洽计算得到。

这一密度依赖关系的物理机制可以从 PWSO 模型的自组织特性来理解。根据方程 (4.34)，杂质辐射功率 R_{imp} 正比于沉积到靶板的功率 P_t ，而 P_t 又取决于聚变加热功率与等离子体储能变化率之间的平衡。在高密度条件下，聚变反应率 $\langle \sigma v \rangle n_e^2$ 快速增加，使得 α 粒子加热功率占主导地位，从而降低了相对杂质辐射损失的比例。同时，自洽计算得到的杂质比例 f_{imp} 随密度增加而减小，进一步缓解了辐射冷却效应。

图 4.11 中的曲线 (b)、(c)、(d) 分别对应不同密度下的点火条件；密度越高，点火条件曲线越接近经典 Lawson 判据（曲线 (a)）。点火条件曲线的密度依赖性还揭示了一个重要运行策略：通过提高等离子体密度，可以在一定程度上抵消 PWSO 效应带来的额外点火条件要求，从而更容易达到点火状态。

通过前面几节的分析，我们系统研究了等离子体-器壁自组织杂质辐射效应对点火条件的影响。与经典 Lawson 判据相比，PWSO 效应引入了两个重要修正：一是杂

质辐射功率与等离子体参数之间的动态耦合关系，二是杂质比例的自洽计算。从方程 (4.36) 可以看出，PWSO 效应通过修正因子 $(1 + \alpha)/\alpha$ 增强了杂质辐射对点火条件的影响。这一修正因子的物理含义在于：在 PWSO 自组织过程中，杂质辐射功率不仅直接冷却等离子体，还会通过减少沉积到靶板的功率 P_i 进一步抑制聚变反应，形成负反馈循环。当 α 较小时，修正因子 $(1 + \alpha)/\alpha$ 显著大于 1，PWSO 效应对点火条件的影响尤为显著；相反，当 α 较大时，修正因子接近 1，PWSO 效应的影响减弱。经典 Lawson 判据假设杂质比例为常数，忽略了杂质辐射与等离子体参数之间的耦合关系。然而，本节分析表明，在燃烧等离子体条件下，杂质比例 f_{imp} 是密度、温度和能量约束时间的函数，必须通过自洽计算得到。自洽杂质比例的引入不仅改变了点火条件的数值，更重要的是揭示了点火条件的密度依赖性。这一依赖性在图 4.11 中得到了清晰展示：随着密度增加，自洽计算得到的点火条件逐渐接近经典 Lawson 判据，表明高密度运行能够有效抑制 PWSO 效应的负面影响。

PWSO 效应对 Lawson 判据的修正还具有重要工程应用价值。准确预测点火条件，是 ITER 和 CFETR 等未来燃烧等离子体装置设计与运行的关键。传统的点火条件分析可能低估杂质辐射的影响，特别是在密度极限附近运行时。本节建立的修正 Lawson 判据为这些装置的参数优化提供了理论依据。比如，可通过选择合适的壁材料（如钨代替碳）、优化偏滤器配置和提高能量约束时间，减弱 PWSO 效应带来的不利影响，从而降低点火阈值。

4.4 本章小结

本章在前述跨装置实验验证的基础上，将 PWSO 模型推广到燃烧等离子体参数区间，重点回答三个问题：密度极限对加热功率的不同依赖关系是由什么因素决定的；PWSO 理论能否解释托卡马克和仿星器中观测到的功率依赖关系；在考虑 α 粒子加热、氦灰辐射和壁溅射杂质反馈后，PWSO 效应如何影响点火条件和聚变性能。

本章首先梳理托卡马克和仿星器实验中密度极限随加热功率升高而提高的事实，并与包含功率项的经验定标进行比较。随后，基于 PWSO 理论、粒子守恒和能量守恒关系，推导密度极限与加热功率之间的定量关系，并引入壁材料溅射函数、靶区温度和粒子约束时间定标。进一步地，将理论结果与 ASDEX 托卡马克和 W7-AS 仿

星器实验数据对比，并在燃烧等离子体参数下加入 α 粒子加热和氦灰辐射效应。最后，基于零维能量平衡模型推导包含 PWSO 杂质辐射反馈的修正 Lawson 判据，并通过自洽计算壁溅射杂质比例分析点火条件的密度依赖关系。

理论推导表明，密度极限对加热功率的依赖不仅由外部输入功率决定，还与壁材料溅射特性、靶区等离子体温度和粒子约束时间密切相关。采用 JET 粒子约束时间定标时，高靶区温度分支上可得到 $n_c \propto P_{\text{heat}}^{0.255}$ ，其数量级与已有托卡马克实验和理论定标基本一致。PWSO 模型自然给出两个运行分支：高靶区温度分支对应常规密度极限区，低靶区温度分支对应密度自由区。与 ASDEX 和 W7-AS 数据的比较表明，在考虑壁材料溅射性质和粒子约束时间后，PWSO 理论能够较好重现实验中的密度极限功率定标关系。背景杂质辐射主要压低低靶区温度分支上的密度极限。燃烧等离子体分析表明， α 粒子加热总体上有助于提高密度极限，而氦灰辐射和燃料稀释会降低密度极限，但影响相对较小。

本章结果说明，PWSO 理论不仅能够解释密度极限对加热功率的依赖关系，还能把托卡马克和仿星器中的相关实验现象放在同一物理框架下理解。修正 Lawson 判据进一步表明，PWSO 效应通过杂质辐射与靶板沉积功率之间的耦合，对点火条件引入额外约束，尤其会提高低密度条件下实现点火所需的三乘积要求。当壁溅射杂质比例由稳态能量平衡自洽确定时，点火条件随密度升高逐渐接近经典 Lawson 判据，说明高密度运行能够在一定程度上削弱 PWSO 效应对点火的不利影响。这些结果把前文的实验创新与理论创新进一步联系到燃烧等离子体运行问题，为后续开展更完整的集成模拟分析提供了理论基础。

5 PWSO 效应的集成模拟分析

5.1 等离子体-器壁自组织理论与 BALDUR 程序的耦合

BALDUR 是面向托卡马克设计的 1.5 维集成模拟程序，可模拟中性气体注入、快离子加热、聚变产物加热、辐射损失和欧姆加热等多种源项^[143]。图 2.4 展示了在 BALDUR 基础上进一步发展的软件流程图^[172-173]。本节将介绍等离子体输运方程与 PWSO 模型的耦合方式，以及本章后续分析中采用的输运模型和方程。

5.1.1 PWSO 模型在 BALDUR 程序中的实现

根据第 2.1 节介绍的 PWSO 模型，等离子体-器壁相互作用会引入一个附加杂质粒子源项。该源项会提高芯部杂质密度，进而增强杂质辐射损失、降低芯部温度，并最终促使系统接近密度极限。为了将 PWSO 模型与 BALDUR 程序耦合，我们在 BALDUR 中增加了一个模块，用于计算 PWSO 机制下的杂质粒子源项，并据此更新芯部杂质密度和辐射损失。图 5.1 展示了包含 PWSO 模型的 BALDUR 软件流程图，其中红色框部分为新增的 PWSO 模块，蓝色框部分为原有 BALDUR 程序模块。对应的杂质粒子和电子能量输运方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} n_{\text{imp}} \\ \frac{3}{2}p_e \end{bmatrix} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \begin{bmatrix} \Gamma_{\text{imp}} \\ q_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{\text{imp}} \\ Q_e \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_{PWSO,\text{imp}} \\ Q_{PWSO,e} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

其中， $S_{PWSO,\text{imp}}$ 和 $Q_{PWSO,e}$ 分别表示 PWSO 机制引入的杂质粒子源项及其对应的电子能量损失项； Γ_{imp} 和 q_e 分别为杂质粒子流和电子热流； S_{imp} 和 Q_e 表示与等离子体-器壁相互作用无关的背景杂质粒子源和热源。壁溅射杂质粒子源项及其带来的能量损失由 PWSO 模型（本文方程 2.8）根据芯部等离子体参数给出：

$$S_{PWSO,\text{imp},t} = C_i [\partial_x T(r_{\text{LCFS},t} - \tau_{\text{delay}}) + T'_{\text{loss}}] \delta(x - a + \lambda) \quad (5.2)$$

其中， C_i 由方程 2.9 给出， T'_{loss} 表征 SOL 辐射损失的影响， τ_{delay} 为 PWSO 机制中的延迟时间。通过这种耦合方式，我们可以在 BALDUR 程序中考虑等离子体-器壁相互作用对芯部平衡剖面 and 密度极限的影响。

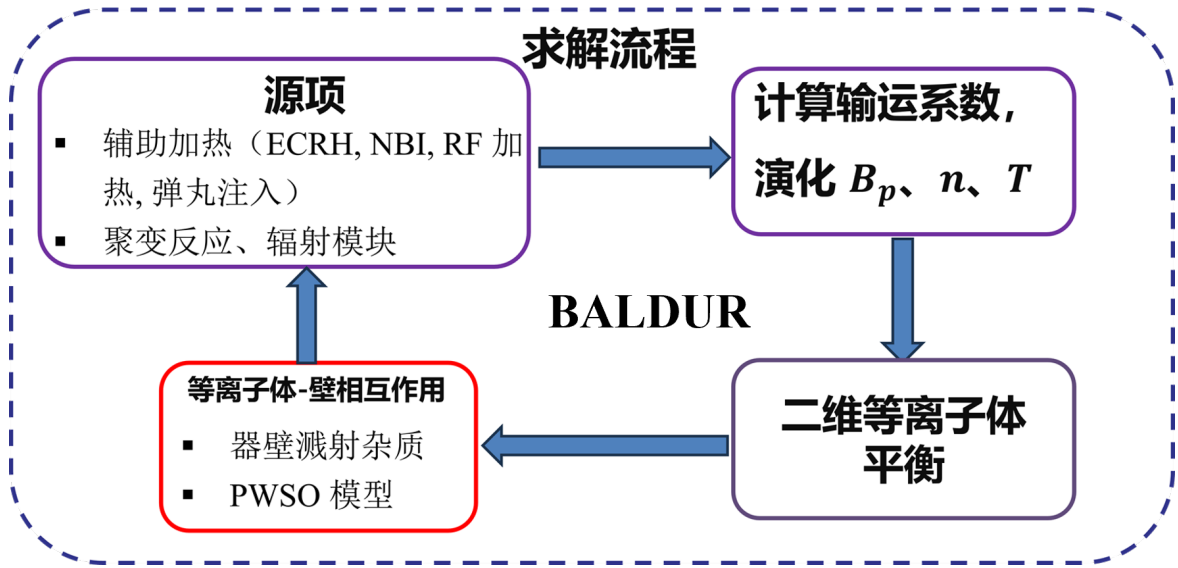


图 5.1: 包含 PWSO 模型的 BALDUR 软件流程图。

5.1.2 输运模型

下面介绍本章后续分析中采用的输运模型。本章主要使用 Bohm/gyro-Bohm 模型和 MMM95 模型：前者基于 Bohm 与 gyro-Bohm 机制构造，主要用于描述托卡马克边界区输运；后者考虑多种微观不稳定性的贡献，主要用于描述托卡马克芯部输运。

1. Bohm/gyro-Bohm 模型

$$\chi_{e,i} = \chi_{e,i}^B + \chi_{e,i}^{gB} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \chi_{e,i}^B &= \alpha_{e,i}^B \frac{cT_e}{eB} \frac{q^2 a}{L_{pe}} \langle L_{Te}^* \rangle_{\Delta V}^{-1} \quad \text{Bohm term} \\ \chi_{e,i}^{gB} &= \alpha_{e,i}^{gB} \frac{cT_e}{eB} \frac{\rho_{si}}{L_{Te}} \quad \text{gyro-Bohm term} \end{aligned} \quad (5.4)$$

其中, $\langle L_{Te}^* \rangle_{\Delta V}^{-1} = \frac{T_e(x=0.8) - T_e(x=1)}{T_e(x=1)}$ 是表征边界非局域性的修正因子, L_{pe} 和 L_{Te} 分别是电子压强梯度和温度梯度的特征长度, ρ_{si} 是离子声拉莫尔半径, 经验系数分别取为:

$$\begin{aligned} \alpha_e^B &= 8 \times 10^{-5}, & \alpha_i^B &= 2\alpha_e^B \\ \alpha_e^{gB} &= 3.5 \times 10^{-2}, & \alpha_i^{gB} &= \alpha_e^{gB}/2 \end{aligned}$$

2. MMM95 模型: 多模式模型

准线性近似

$$\frac{e\phi_k}{T_e} \sim \frac{1}{k_x \rho} \frac{\gamma_k}{k_y c_s} \quad (5.5)$$

电子扩散系数

$$D_e = \frac{2}{\kappa} \frac{T_e}{eB} \sum_k \left| \frac{e\phi_k}{T_e} \right|^2 k_y \delta_k, \quad \kappa = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad (5.6)$$

离子扩散系数

$$D_i = 2 \frac{T_e}{eB} \sum_k k_y \rho_s \frac{\gamma_k k_y c_s}{\omega_r^2 + \gamma_k^2} \left| \frac{e\phi_k}{T_e} \right|^2 \quad (5.7)$$

5.1.3 边界条件与密度反馈

在本章的 BALDUR 计算中，粒子输运方程和能量输运方程均采用程序中给定的芯部与边界条件设置^[143]。在磁轴处，密度、能量变量和极向磁场满足对称性条件：

$$\frac{\partial n_a}{\partial r} = \frac{\partial E_j}{\partial r} = B_\theta = 0, \quad r = 0 \quad (5.8)$$

其中， n_a 表示不同粒子组分的密度，包括主粒子、杂质粒子， E_j 表示离子或电子能量。在外边界处，BALDUR 可以对各输运变量指定边界值或径向梯度。本章采用 pedestal 边界条件，即固定边界条件，在等离子体边界处直接给定粒子密度和离子、电子温度：

$$n_{a,r_{\text{edge}}} = \text{const}, \quad T_{j,r_{\text{edge}}} = \text{const}, \quad (5.9)$$

因此，芯部剖面的演化由输运模型、加热源项、辐射损失和粒子源共同决定，而边界处的密度和温度保持为预设的 pedestal 值。极向磁场边界条件根据电流剖面和指定总电流自动计算得到。

等离子体密度反馈控制方面，BALDUR 允许通过改变穿过等离子体边界进入主等离子体的中性氢同位素通量来实现反馈控制。该中性粒子通量可以来自再循环中性粒子，也可以来自外部注气；程序还可以额外加入反馈注气项，用于控制体平均电子密度 $\langle n_e \rangle$ 或线平均电子密度 \bar{n}_e ^[143]。在本文的固定参数平衡算例中，密度反馈目标选为线平均电子密度 \bar{n}_e ，即通过调节边界中性粒子注入率，使模拟过程中 \bar{n}_e 维持在给定目标值附近。需要注意的是，以上密度反馈并不完全等价于直接设定弦平

均电子密度，弦平均密度具体值会受到边界条件和其他源项的影响而有所偏离。采用密度反馈方法可以在比较不同背景杂质水平或不同 PWSO 溅射源强时，尽量排除总电子密度变化带来的影响，使相应差异主要反映杂质辐射本身。

5.2 无 PWSO 效应时杂质辐射的影响

在考虑 PWSO 效应之前，我们首先评估背景杂质辐射对平衡剖面 and 密度极限的影响，此处背景杂质指除 PWSO 机制外引入的杂质，程序中通过改变边界杂质水平来调整背景杂质含量。本节使用 BALDUR 程序模拟了不同杂质水平对平衡剖面 and 密度极限的影响，结果表明，杂质水平的增加会导致密度极限的降低，并且低 Z 杂质的增加会导致芯部等离子体温度的显著降低。这些结果表明，在考虑 PWSO 效应之前，背景杂质辐射已经对平衡剖面 and 密度极限产生了显著影响，因此在后续和将来的分析中需要将 PWSO 效应与背景杂质辐射的影响进行区分和综合考虑。

5.2.1 背景杂质辐射对平衡剖面的影响

未来聚变堆（如计划采用全金属壁的 CFETR 和 ITER 装置）中杂质主要包括来自金属壁溅射的钨等高 Z 杂质和来自壁面解吸、非钨组件以及主动注入的低 Z 杂质，如碳、氮、氧、硼等。杂质粒子引起的辐射损失会显著降低等离子体温度，改变平衡剖面，并最终影响密度极限。因此，评估杂质辐射对平衡剖面 and 密度极限的影响对于未来聚变堆的设计和运行具有重要意义。该部分内容分别考虑钨和碳两种常见且典型的高 Z 和低 Z 杂质，使用 1.5 维集成模拟程序 BALDUR 评估杂质辐射对 CFETR 稳态运行模式和混合运行模式下平衡剖面 and 密度极限的影响。

首先考虑 CFETR 稳态运行模式参数^[246]，采用等离子体电流 13 MA、高聚变能量增益 ($Q_{\text{fusion}} = 13$)、芯部温度 $T_i = 35$ keV、芯部密度 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 的高参数基准算例，由 BALDUR 计算不同杂质辐射水平下的等离子体参数随时间的演化，直至接近稳态。

$$n_{\text{D},r_{\text{edge}}} = n_{\text{T},r_{\text{edge}}} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}, \quad (5.10)$$

$$n_{\text{C},r_{\text{edge}}} = n_{\text{W},r_{\text{edge}}} = \text{const}, \quad (5.11)$$

$$T_{i,r_{\text{edge}}} = T_{e,r_{\text{edge}}} = 1.0 \text{ keV}. \quad (5.12)$$

该系列算例中采用如上 pedestal 边界条件，即边界处的燃料粒子密度和电子、离子温度保持为预设值：

等离子体电子密度通过调节边界中性粒子注入率实现反馈控制，维持在给定目标值附近。通过扫描背景杂质边界条件改变杂质含量。辐射源项中包括燃料粒子引起的辐射能量损失，以及杂质粒子引起的韧致辐射、线辐射和同步辐射。

考虑低 Z 杂质碳时，通过改变碳杂质边界条件（如图 5.2a），保持运输模型和其他参数不变，随着碳杂质水平的提高（如图 5.2b），总杂质辐射水平增强（图 5.3a），等离子体芯部离子温度（图 5.3b）、芯部电子温度（图 5.4a）和压强显著降低，芯部安全因子略有抬升（图 5.4b）。这些结果表明，低 Z 杂质的增加会显著增强杂质辐射损失，导致芯部温度和压强的显著降低，从而改变平衡剖面 and 密度极限。

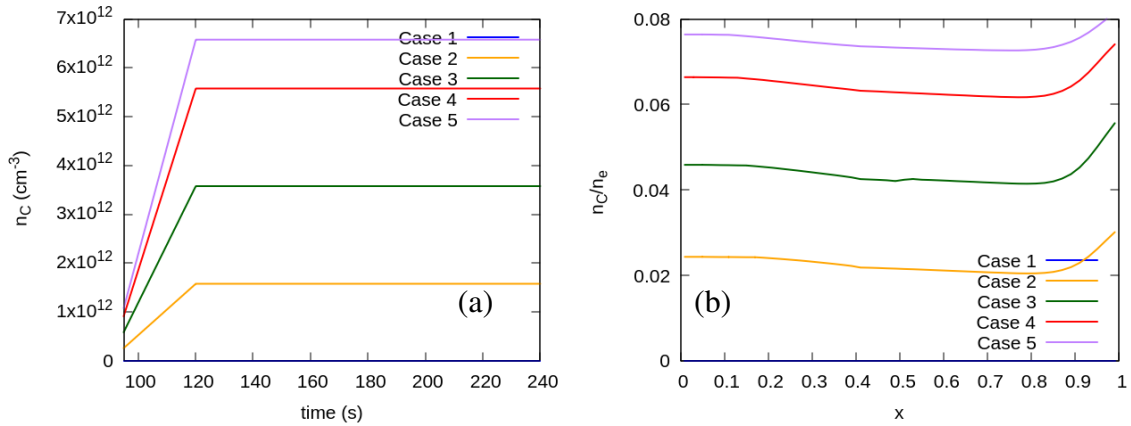


图 5.2: 不同碳杂质水平稳态运行模式算例中 (a) 边界碳杂质密度随时间的演化; (b) $t = 200$ s 时刻杂质水平 n_C/n_e 的径向分布。

考虑高 Z 杂质钨的影响时，采用类似的方法，通过提高钨杂质边界条件（图 5.5a），随着杂质水平的提高（图 5.5b），总辐射功率显著增加（图 5.6a），而芯部离子温度（图 5.6b）与电子温度（图 5.7a）不变或略微增加，压强剖面不变或略降低（图 5.7b）。此处不同于碳杂质的情况，钨杂质水平的提高并没有导致芯部温度的显著降低，这可能和高低 Z 杂质的输运特性不同有关。

对于混合运行模式^[247]，采用等离子体电流 13 MA、高聚变能量增益 ($Q_{\text{fusion}} = 12$)、芯部温度 $T_i = 32$ keV、芯部密度 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 的以及高参数基准算例。该基准算例与稳态运行模式基准算例主要差别在于安全因子剖面不同，即电流剖面分布不同。该基准算例同样通过调节边界中性粒子注入率实现线平均电子密度 \bar{n}_e 的

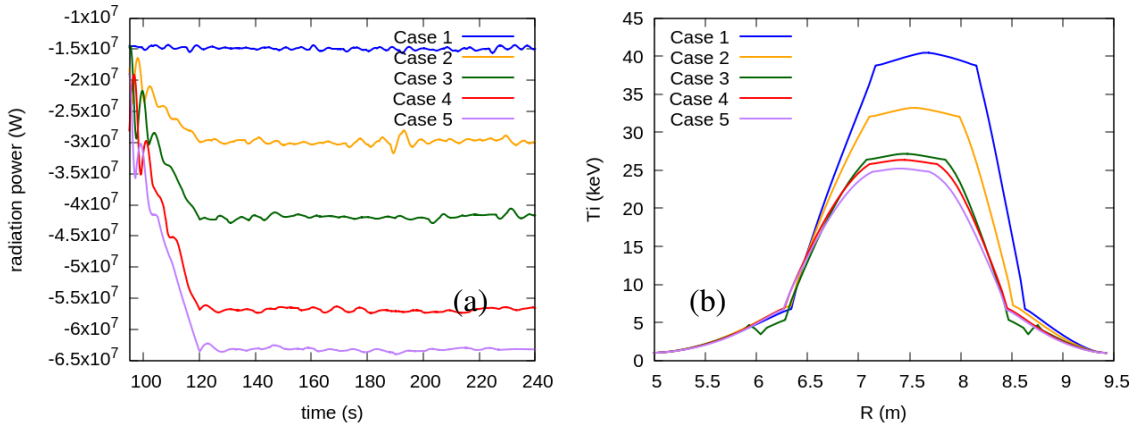


图 5.3: 不同碳杂质水平稳态运行模式算例中 (a) 总辐射功率随时间的演化; $t = 200$ s 时刻, (b) 离子温度的径向分布。

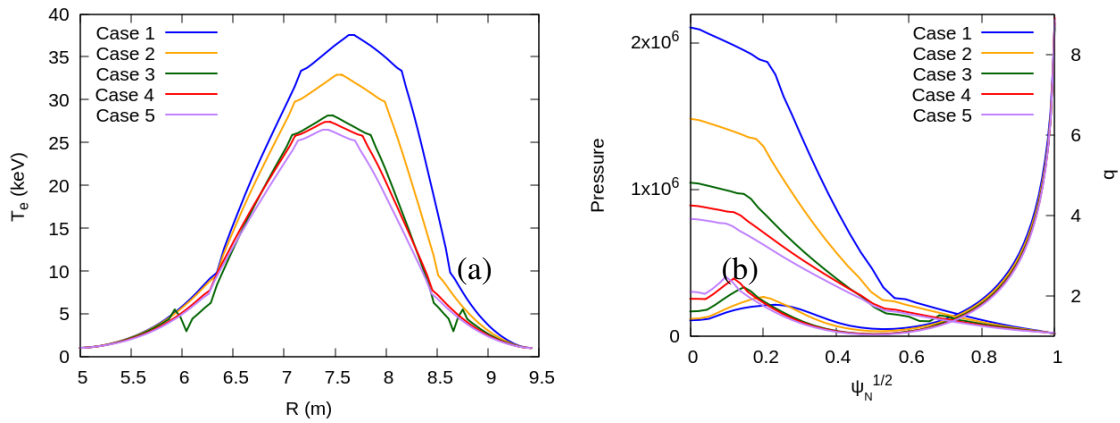


图 5.4: 不同碳杂质水平稳态运行模式算例中 $t = 200$ s 时刻, (a) 电子温度的径向分布; (b) 压强和安全因子的径向分布。

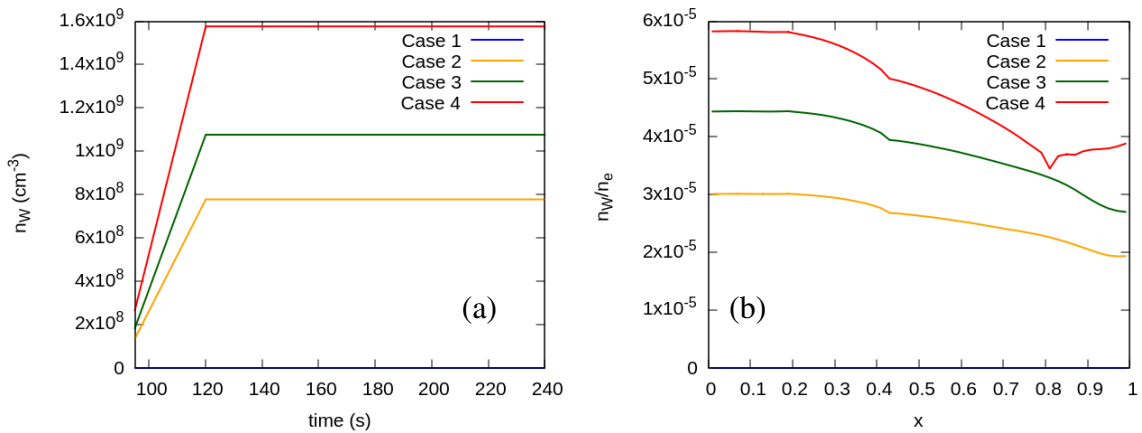


图 5.5: 不同钨杂质水平稳态运行模式算例中 (a) 边界钨杂质密度随时间的演化; (b) $t = 200$ s 时刻杂质水平 n_W/n_e 的径向分布。

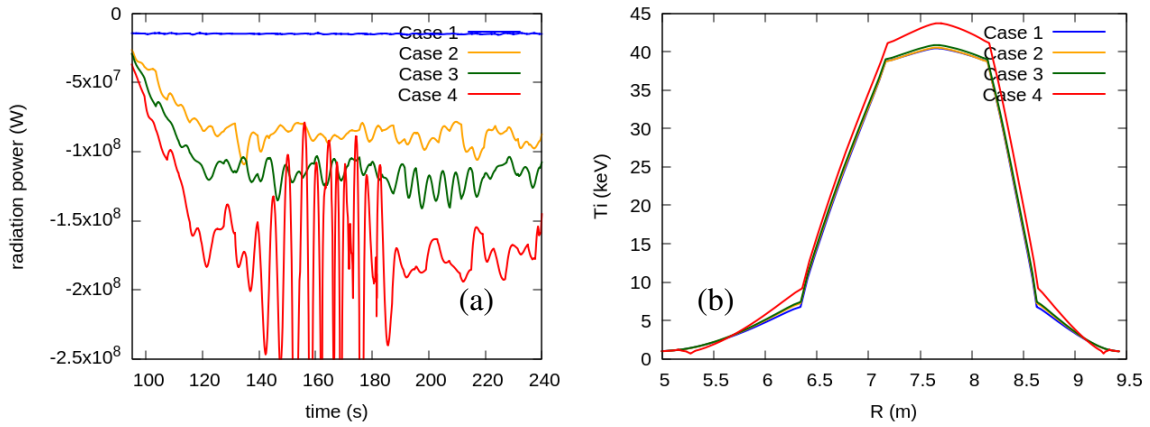


图 5.6: 不同钨杂质水平稳态运行模式算例中 (a) 总辐射功率随时间的演化; $t = 200$ s 时刻, (b) 离子温度的径向分布。

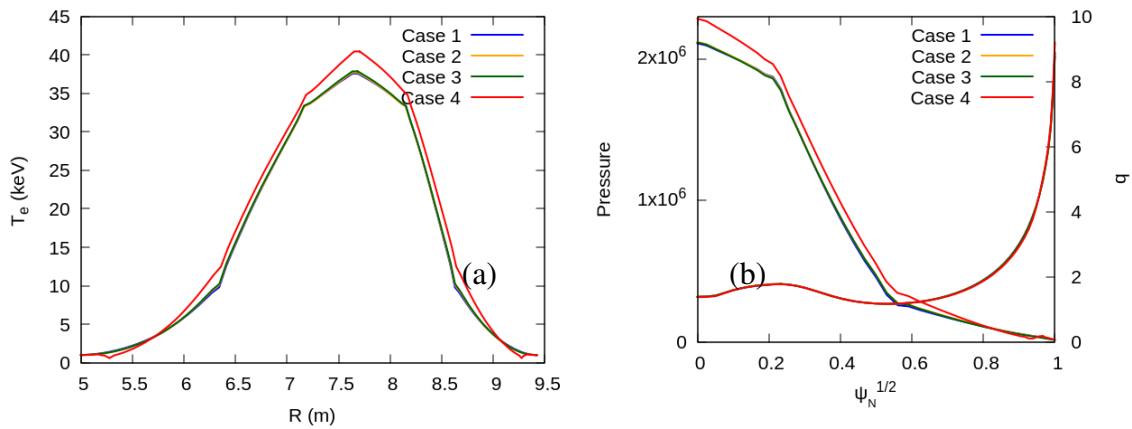


图 5.7: 不同钨杂质水平稳态运行模式算例中, $t = 200$ s 时刻, (a) 电子温度的径向分布; (b) 压强和安全因子的径向分布。

反馈控制, 通过边界注入方式引入杂质并扫描边界杂质水平改变杂质含量。辐射损失计算中考虑燃料粒子引起的背景辐射和杂质粒子引起的韧致辐射、线辐射和同步辐射。该系列温度、密度和极向磁场边界条件与稳态运行模式相关算例相同。以下分析同样分别考虑钨和碳两种典型的高 Z 和低 Z 杂质对平衡剖面 and 密度极限的影响。

首先考虑低 Z 杂质碳的影响, 改变碳杂质边界条件 (图 5.8a), 保持运输模型和其他参数不变, 随着杂质水平升高 (图 5.8b), 杂质辐射水平增强 (图 5.9a), 等离子体芯部离子温度 (图 5.9b)、电子温度 (图 5.10a) 和压强剖面显著降低, 安全因子剖面基本保持不变 (图 5.10b)。此处与稳态运行模式的结果类似, 低 Z 杂质水平的增加会显著增强杂质辐射损失, 导致芯部温度和压强的显著降低, 从而改变平衡剖面 and 密度极限。

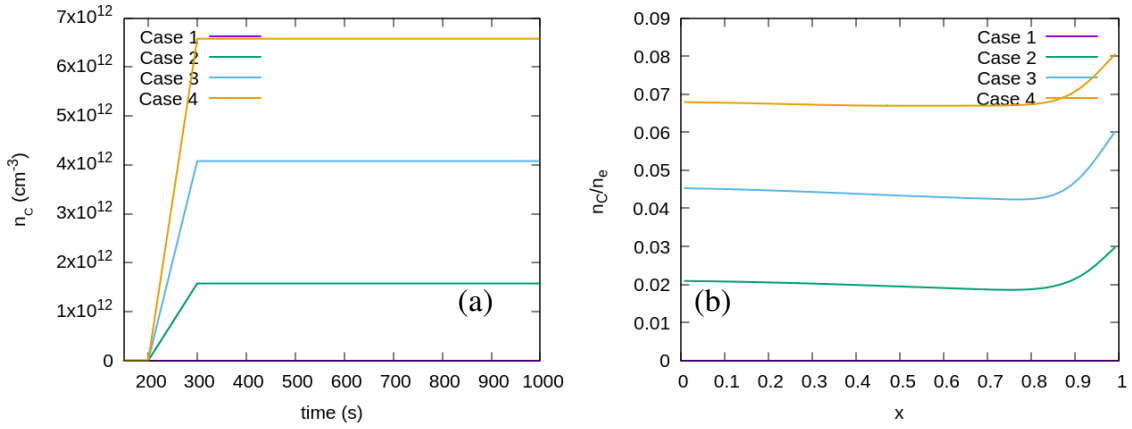


图 5.8: 不同碳杂质水平混合运行模式算例中 (a) 边界碳杂质密度随时间的演化; (b) $t = 1000$ s 时刻杂质水平 n_c/n_e 的径向分布。

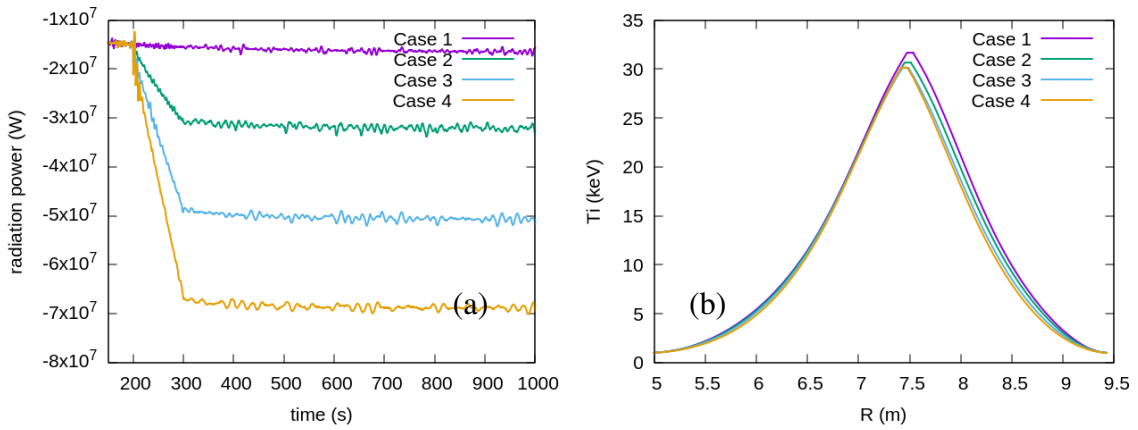


图 5.9: 不同碳杂质水平混合运行模式算例中 (a) 总辐射功率随时间的演化; (b) $t = 1000$ s 时刻离子温度的径向分布。

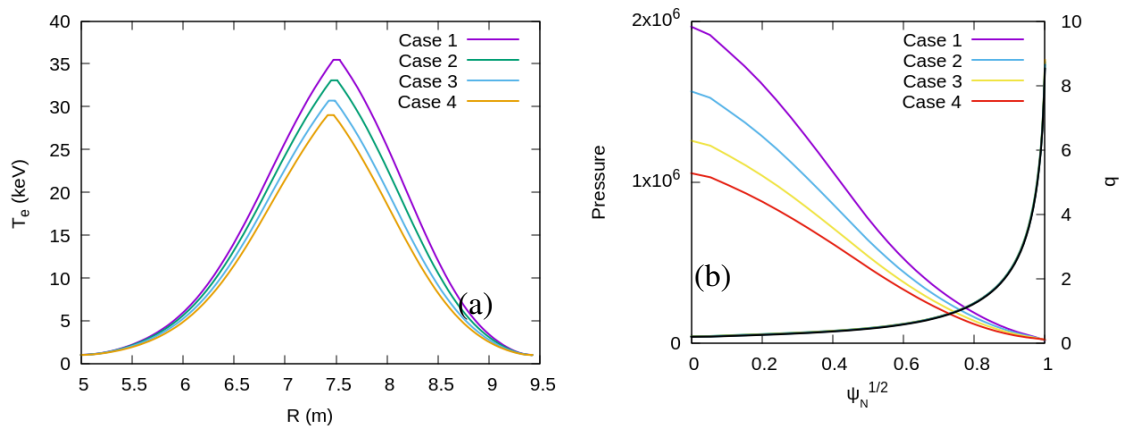


图 5.10: 不同碳杂质水平混合运行模式算例中 $t = 1000$ s 时刻, (a) 电子温度的径向分布; (b) 压强和安全因子的径向分布。

考虑高 Z 杂质钨的影响时,采用类似的方法,通过提高钨杂质边界条件(图 5.11a),提升钨杂质水平(图 5.11b),辐射功率随之显著增加(图 5.12a),而离子温度(图 5.12b)与电子温度(图 5.13a)不变或略微增加,压强剖面不变或略降低(图 5.13b)。与稳态运行模式的结果类似,钨杂质水平的增加并没有导致芯部温度的显著降低,这可能和高低 Z 杂质的输运特性不同有关。

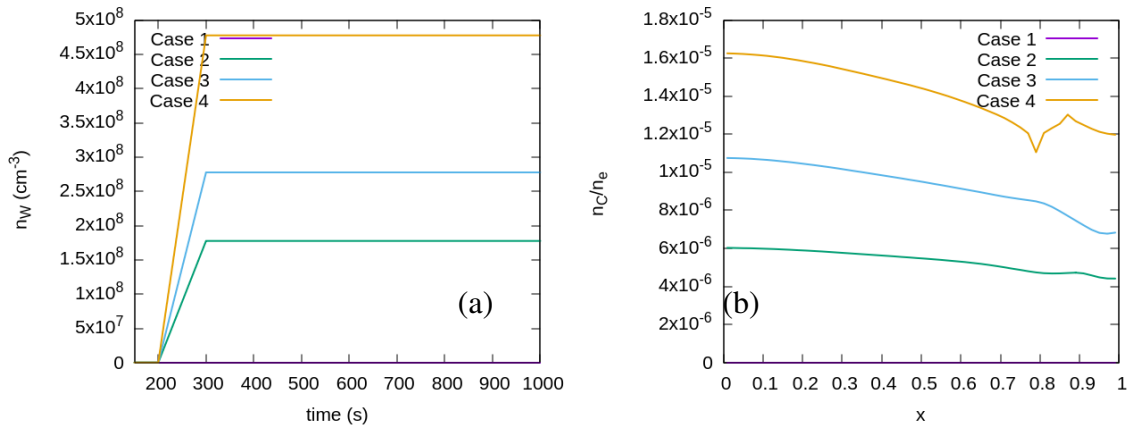


图 5.11: 不同钨杂质水平混合运行模式算例中 (a) 边界钨杂质密度随时间的演化; (b) $t = 1000 \text{ s}$ 时刻杂质水平 n_W/n_e 的径向分布。

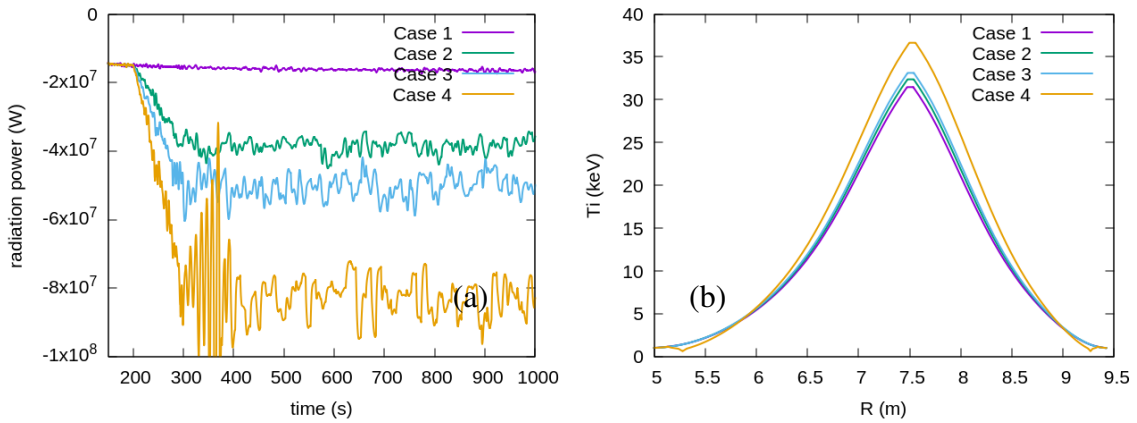


图 5.12: 不同钨杂质水平混合运行模式算例中 (a) 总辐射功率随时间的演化; (b) $t = 1000 \text{ s}$ 时刻离子温度的径向分布。

本节以碳、钨杂质为例,综合研究了高 Z 和低 Z 杂质对 CFETR 主要运行模式平衡剖面的影响。随着杂质水平升高,总辐射功率均明显增加;其中,低 Z 杂质的增加会更显著地降低等离子体温度和压强剖面,而高 Z 钨杂质虽然未必明显压低温度剖面,但其辐射损失更强,因此托卡马克对钨杂质的容忍度极低。在上述 CFETR

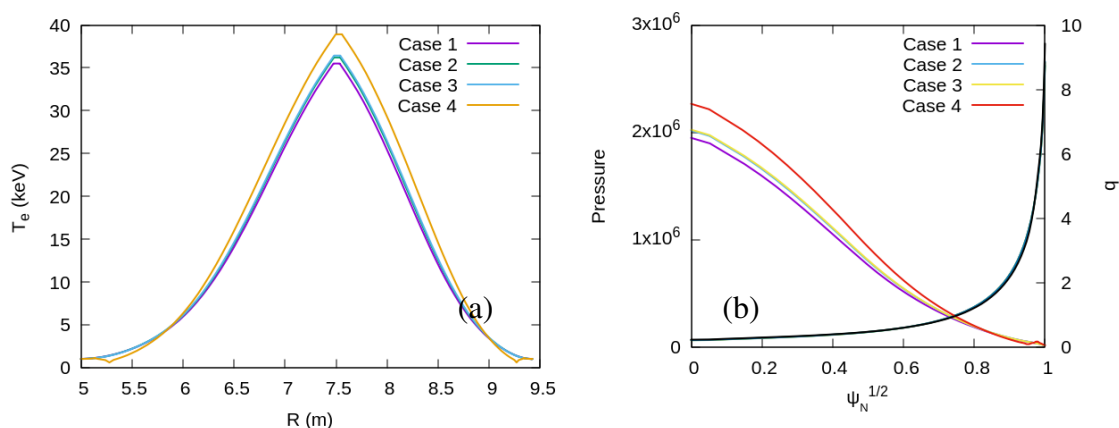


图 5.13: 不同钨杂质水平混合运行模式算例中 $t = 1000$ s 时刻, (a) 电子温度的径向分布; (b) 压强和安全因子的径向分布。

稳态 (混合) 运行模式下, 当钨杂质水平 n_W/n_e 超过 6×10^{-5} (2×10^{-5}) 时, 辐射功率将过大并触发等离子体破裂。因此, 未来聚变堆装置需要同时有效控制高 Z 和低 Z 杂质水平, 以维持高参数稳定运行。针对杂质输运特性和边界条件的不同, 未来还需进一步细致考虑不同杂质种类以及输运模型对平衡剖面 and 密度极限的影响。

5.2.2 背景杂质辐射对密度极限的影响

该部分工作基于 1.5 维输运模拟考察杂质辐射对密度极限的影响。这里的密度极限是指由热猝灭触发等离子体破裂时对应的弦平均电子密度。首先考虑背景杂质辐射的影响, 使用 BALDUR 程序计算在 CFETR 几何参数下不同背景杂质水平对应的密度极限, 以评估杂质水平对密度极限的影响。图 5.14 表明, 在 CFETR 参数下, 当杂质比例从 0 增加到约 1.5×10^{-4} 时, 密度极限从约 $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 降低到约 $1.15 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 说明背景杂质辐射的增强会显著降低可达密度极限。

5.3 PWSO 效应对密度极限的影响

本节基于耦合 PWSO 模型后的 BALDUR 程序, 通过改变靶板附近等离子体温度这一控制参数, 分析等离子体-器壁相互作用对密度极限的影响, 并分别考察不同加热方式下 PWSO 机制的作用。

5.3.1 未发生聚变反应时的 PWSO 密度极限

本节基于 ITER 装置几何参数、MMM95 输运模型和氢氦等离子体算例, 考虑纯欧姆加热和 NBI 加热两种加热配置, 评估 PWSO 机制对密度极限的影响。纯欧姆放

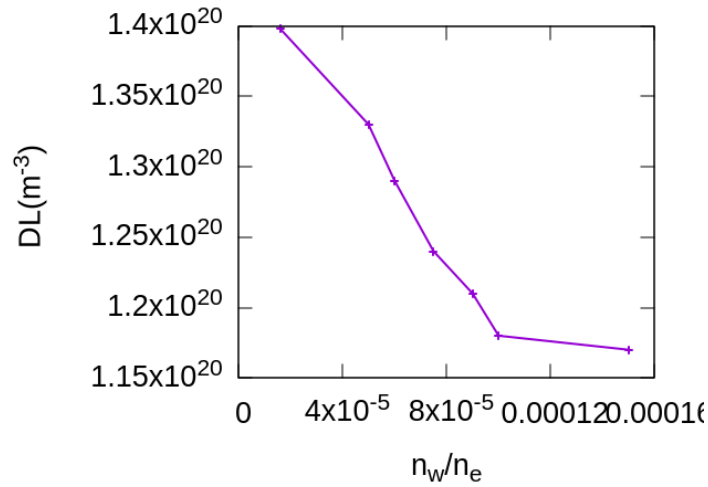


图 5.14: CFETR 参数下, 密度极限与背景杂质钨数密度比例 n_W/n_e 之间的关系。

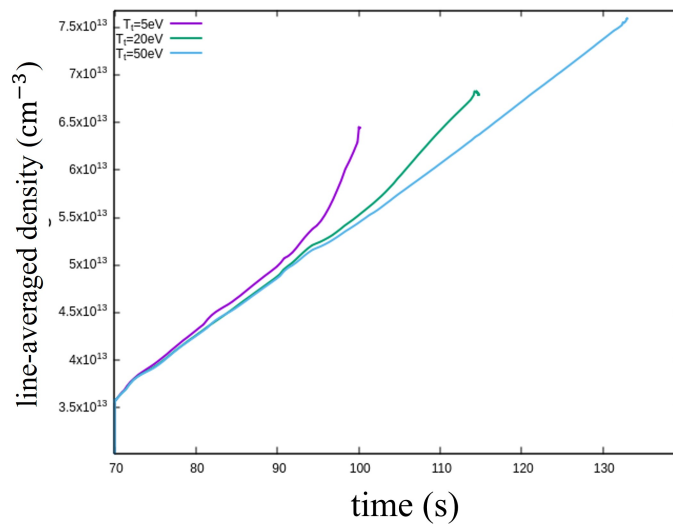


图 5.15: 纯欧姆加热情况下, $T_t = 5, 20, 50 \text{ eV}$ 时弦平均电子密度随时间的变化。

电模拟中, 考虑碳材料的溅射, 通过 BALDUR 程序中的电子密度反馈机制不断增加等离子体密度直至发生破裂达到密度极限。图 5.15 展示了几个不同靶板附近等离子体温度 T_t 的算例中, 达到密度极限前的弦平均电子密度演化。可以看出, 在该温度范围内, 密度极限随靶板附近等离子体温度的增加而降低。图 5.16 展示了达到密度极限前的加热功率和总辐射功率随时间的演化, 可以看出在达到密度极限前, 随着靶板附近等离子体温度的增加, 即杂质溅射水平的增加, 辐射功率显著增加, 而加热功率保持不变或略微增加, 表明杂质辐射损失的增加是导致密度极限降低的主要原因。图 5.17 左图展示了密度极限与靶板附近等离子体温度之间的关系, 可以看到

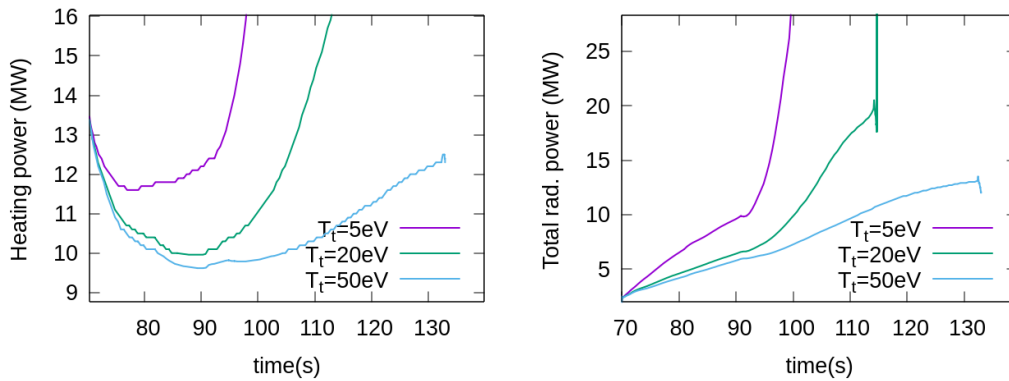


图 5.16: 纯欧姆加热情况下, $T_t = 5, 20, 50$ eV 时达到密度极限前的加热功率和总辐射功率随时间的演化。

低靶区温度对应的密度自由区和高靶区温度对应的密度极限区, 这与 PWSO 0D 理论定性一致。图 5.17 右图给出了达到密度极限前的电子密度和杂质离子密度分布, 其中横轴代表径向网格点。

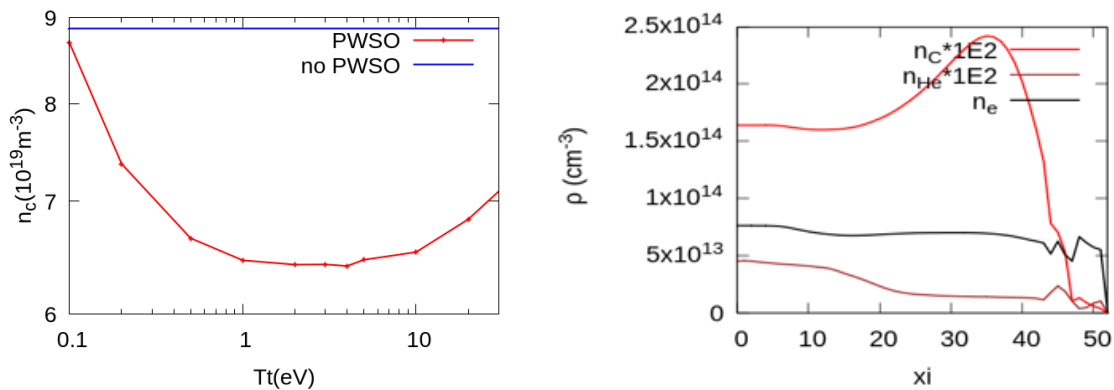


图 5.17: 纯欧姆加热情况下, (左) 密度极限与靶板处等离子体温度之间的依赖关系; (右) 密度极限前电子和杂质离子密度分布。

在以上算例基础上, 考虑 NBI 加热情况下 PWSO 机制对密度极限的影响。图 5.18 展示了几个不同靶板附近等离子体温度 T_t 的算例中, 达到密度极限前的弦平均电子密度演化。与纯欧姆加热情况类似, 在该温度范围内, 密度极限随靶板附近等离子体温度的增加而降低。图 5.19 展示了达到密度极限前的加热功率和总辐射功率随时间的演化, 与纯欧姆加热情况类似, 在达到密度极限前, 随着靶板附近等离子体温度的增加, 即杂质溅射水平的增加, 辐射功率显著增加, 表明杂质辐射损失的增加是导致密度极限降低的主要原因。图 5.20 左图展示了 NBI 加热情况下密度极限与靶板附近等离子体温度之间的关系, 同样存在低靶区温度对应的密度自由区和高靶区

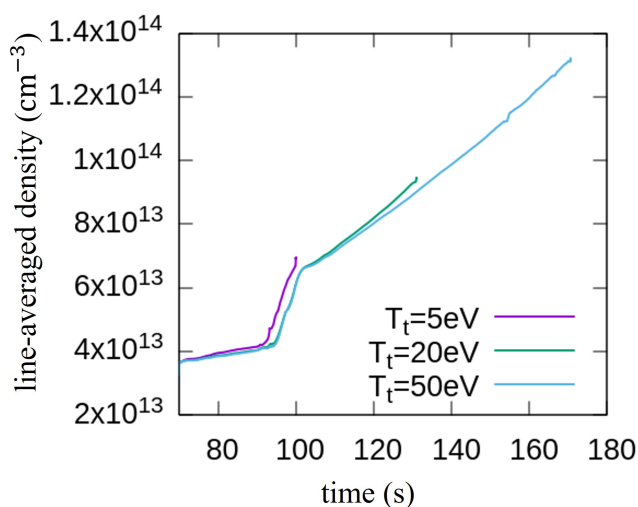


图 5.18: NBI 加热情况下, $T_t = 5, 20, 50$ eV 时弦平均电子密度随时间的演化。

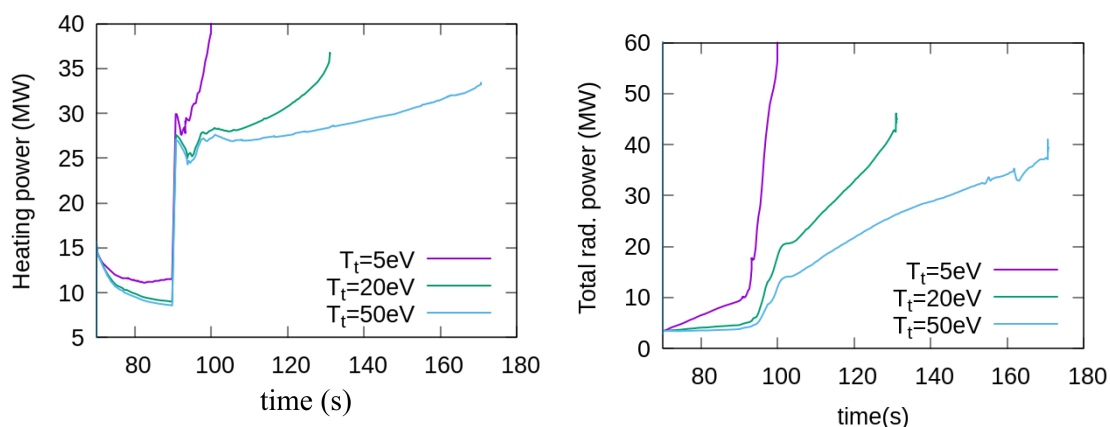


图 5.19: NBI 加热情况下, $T_t = 5, 20, 50$ eV 时加热功率和总辐射功率随时间的演化。

温度对应的密度极限区, 与 PWSO 0D 理论定性一致。图 5.20 右图则给出了达到密度极限前的电子密度和杂质离子密度分布。

以上算例表明, 即使考虑了更复杂、也更接近实际的输运和剖面效应, 1.5 维模型仍然预测出低靶区温度对应的密度自由区和高靶区温度对应的密度极限区。这与 PWSO 零维模型的预测在定性上保持一致, 说明 PWSO 机制对密度极限的影响在更复杂模型中依然显著。

5.3.2 包含聚变产物效应时的 PWSO 密度极限

上节评估了未发生聚变反应时 PWSO 机制对密度极限的影响。本节进一步基于 CFETR 装置几何参数、混合 Bohm/gyro-Bohm 输运模型、氘氚等离子体反应以及稳

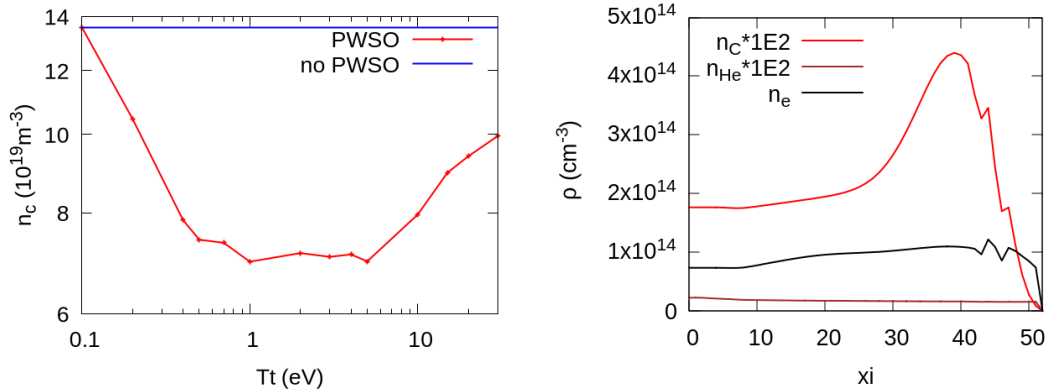


图 5.20: NBI 加热情况下, (左) 密度极限与靶板处等离子体温度之间的依赖关系; (右) $T_t = 50$ eV 时, 密度极限前电子和杂质离子密度分布。

态和混合两类运行模式, 在考虑聚变产物效应的条件下评估 PWSO 机制对密度极限的影响。

在 CFETR 稳态运行模式^[246]下, 采用等离子体电流 13 MA、高聚变能量增益 ($Q_{\text{fusion}} = 13$) 和高参数 (芯部温度 $T_i = 35$ keV、芯部密度 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$) 的基准算例。也就是说, 在第 5.2.1 节稳态算例的基础上, 通过 PWSO 模块进一步考虑钨壁溅射杂质的影响。PWSO 模型中粒子输运系数取 $D_{\perp} = 1.0 \text{m}^2\text{s}^{-1}$, 溅射杂质电离比例取 $f = 1\%$, 电离位置取 $\lambda = 0.5a$ 。图 5.21 左图给出了该运行模式下密度极限随靶区温度的变化。可以看出, 在 α 粒子加热占主导的稳态运行模式下, 包含更真实输运与剖面效应的 1.5 维模型仍然预测出低靶区温度对应的密度自由区和高靶区温度对应的密度极限区, 与 PWSO 零维模型预测结果在定性上保持一致。

对于混合运行模式^[247], 采用等离子体电流 13 MA、高聚变能量增益 ($Q_{\text{fusion}} = 12$) 和高参数 (芯部温度 $T_i = 32$ keV、芯部密度 $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$) 的基准算例。也就是说, 在第 5.2.1 节混合运行模式算例的基础上, 通过 PWSO 模块进一步考虑钨壁溅射杂质的影响。PWSO 模型中粒子输运系数同样取 $D_{\perp} = 1.0 \text{m}^2\text{s}^{-1}$, 溅射杂质电离比例取 $f = 1\%$, 电离位置取 $\lambda = 0.5a$ 。图 5.21 右图给出了该运行模式下密度极限随靶区温度的变化。与稳态运行模式类似, 在 α 粒子加热占主导的混合运行模式下, 包含更真实输运与剖面效应的 1.5 维模型仍然预测出低靶区温度对应的密度自由区和高靶区温度对应的密度极限区, 并与 PWSO 零维模型预测结果在定性上保持一致。

该工作通过 1.5 维集成模拟评估了壁溅射杂质辐射效应对 CFETR 密度极限的影响, 与 PWSO 零维理论预测相互印证。预测结果表明, 当靶板附近等离子体温度落

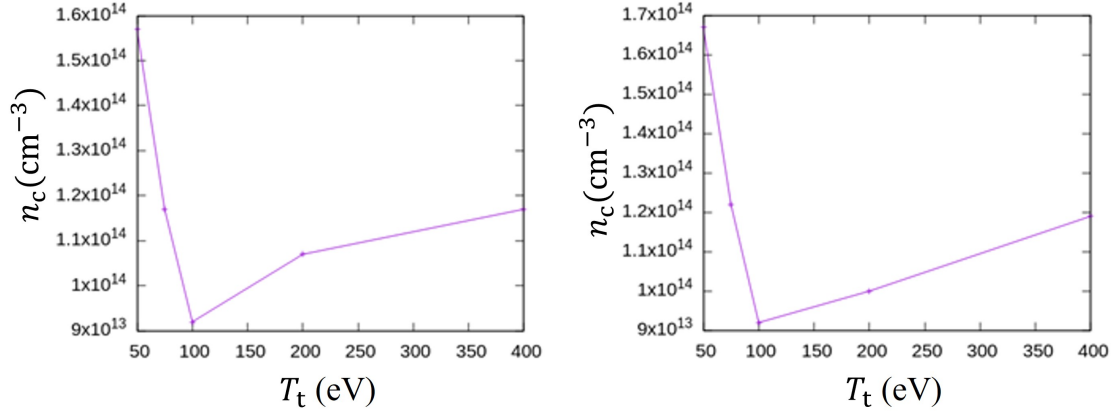


图 5.21: CFETR 稳态运行模式 (左) 和混合运行模式 (右) 下, 考虑钨溅射时 PWSO 密度极限对靶板附近等离子体温度的依赖关系。

入密度自由区对应范围时, CFETR 装置的可达密度极限将显著提高, 这为该装置及未来聚变堆在密度自由区的运行模式设计提供了理论基础。需要说明的是, 当前结果与 0D/1D 理论及已有实验规律保持定性一致, 证明了 PWSO 机制在更复杂模型中的适用性, 但由于当前模拟中 PWSO 模块的参数化处理较为简化, 未来仍需要进一步发展更高维度的 PWSO 模型, 并结合更多实验数据进行验证, 以实现 CFETR 及未来聚变堆中密度极限的更准确预测。

5.4 本章小结

本章面向更接近聚变堆实际运行的集成模拟场景, 重点回答三个问题: 背景杂质辐射在不考虑 PWSO 反馈时如何影响平衡剖面 and 密度极限; PWSO 机制在包含径向输运、加热源项和平衡演化的 1.5 维模型中是否仍然给出密度极限区和密度自由区; 在 CFETR 稳态和混合运行模式下, 聚变产物效应存在时 PWSO 反馈是否仍会显著影响可达密度极限。

本章基于 1.5 维集成输运程序 BALDUR 开展模拟研究, 并发展 PWSO 模块耦合到粒子输运、能量输运和辐射损失计算中。首先, 在无 PWSO 反馈条件下, 通过改变边界杂质水平, 分别评估碳、钨等背景杂质辐射对 CFETR 平衡剖面 and 密度极限的影响。随后, 在 ITER 几何参数下, 分别计算纯欧姆加热和 NBI 加热条件下 PWSO 密度极限对靶区温度的依赖关系。最后, 在 CFETR 稳态和混合运行模式下, 采用混合 Bohm/gyro-Bohm 输运模型并考虑氦氖聚变反应, 分析聚变产物效应存在时 PWSO

反馈对密度极限的影响。

无 PWSO 反馈的模拟表明，随着背景杂质水平升高，总辐射功率增强，密度极限明显下降；其中低 Z 杂质增加时芯部温度和压强剖面降低更为显著，而高 Z 钨杂质虽然未必显著压低温度剖面，但因辐射能力强，装置对其容忍度很低。引入 PWSO 机制后，纯欧姆加热和 NBI 加热算例均显示密度极限随靶区温度变化呈现两个分支：高靶区温度对应密度极限区，低靶区温度对应密度自由区。在 CFETR 稳态和混合运行模式下的模拟表明，即使在 α 粒子加热占主导并包含更真实输运剖面效应的条件下，1.5 维集成模型仍预测出与 PWSO 零维理论定性一致的密度自由区和密度极限区。由于上述参数存在实验和模型不确定性，当前比较重点在于趋势和参数区间的一致性，后续需结合边界输运/材料模拟进一步约束。

本章结果从集成模拟角度验证了 PWSO 机制在更复杂输运与剖面条件下的适用性。背景杂质辐射会直接压缩高密度运行窗口，而 PWSO 反馈则通过“边界温度-壁溅射-杂质辐射”闭环机制进一步决定系统处于密度极限区还是密度自由区。该结论与第三章跨装置实验验证和第四章低维理论推广相互支撑，说明 PWSO 理论不仅适用于简化模型和实验趋势解释，也可嵌入 1.5 维集成模拟框架，用于评估 CFETR 及未来聚变堆中高密度运行方案和等离子体-器壁相互作用控制策略。

6 工作总结和展望

本论文围绕托卡马克高密度运行中的密度极限问题，聚焦于等离子体-器壁自组织杂质辐射效应，系统开展了理论分析、实验验证与集成模拟研究。针对传统 Greenwald 密度极限难以解释密度极限对加热功率、壁材料和启动路径等因素依赖关系的问题，本文从杂质辐射、边界温度与壁溅射源项之间的闭环反馈出发，研究了密度极限的形成机制及其向燃烧等离子体参数区间的推广。全文主要工作与结论如下。

6.1 工作总结

(1) 在 J-TEXT 与 EAST 上完成了 PWSO 理论关键预言的实验验证。

在 J-TEXT 碳壁装置上，本文通过“提高预充气量或 ECRH 辅助欧姆启动”的实验方案，验证了启动阶段壁状态和杂质辐射水平对平顶阶段密度极限的远期影响，获得了“更低边界杂质辐射对应更高密度极限”的定量趋势，并与 PWSO 0D 和 1D 模型预测结果符合较好。

基于 J-TEXT 实验验证结果，本文进一步在 EAST 全金属壁装置上验证了高 Z 壁材料条件下“提高预充气量或增加 ECRH 功率”可提高密度极限的有效性，并获得了显著超过 Greenwald 密度极限的 $1.65 \times n_G$ 高密度运行，首次在托卡马克实验中证实了 PWSO 所预测密度自由区的存在。

(2) 建立了基于 PWSO 机制的密度极限功率依赖关系，并将其推广到燃烧等离子体参数区间。

在完成 PWSO 理论跨装置实验验证的基础上，基于 PWSO 理论以及粒子与能量守恒关系，建立了密度极限与加热功率之间的定量联系，揭示出密度极限对加热功率的依赖与壁材料溅射特性、靶区等离子体温度以及粒子约束时间等因素密切相关。理论分析表明，PWSO 模型自然给出了对应不同边界温度条件的两类运行分支：高靶区温度下的常规密度极限区，以及低靶区温度下的密度自由区。将理论预测结果与托卡马克 ASDEX 和仿星器 W7-AS 的实验数据进行对比，结果表明该模型能够较好描述两类装置中密度极限随加热功率升高而增加的共同趋势，从而为托卡马克与仿星器中的密度极限功率依赖现象提供了统一的物理解释。在此基础上，本文将该依赖关系推广至包含 α 粒子加热和氦灰辐射等效应的燃烧等离子体参数区间，分析

了 PWSO 效应对点火条件和能量增益的影响，表明等离子体-器壁相互作用诱导的自组织杂质辐射效应对燃烧等离子体的点火与高增益运行具有重要影响。

(3) 实现了 PWSO 与 1.5 维集成模拟程序的耦合，并开展了 CFETR 主要运行模式中密度极限的评估。

在零维与一维理论和实验分析基础上，本文在 1.5 维集成输运程序 BALDUR 中发展了 PWSO 模块，并与粒子输运、能量输运及辐射损失计算耦合，将低维 PWSO 物理图像推广到包含径向输运剖面、平衡演化和多种加热源项的集成模拟框架中。基于该程序，本文首先评估了背景杂质辐射对平衡剖面和密度极限的影响，结果表明背景杂质水平升高会增强总辐射功率并显著降低可达密度极限；在此基础上引入 PWSO 效应后发现，即使在包含更真实输运过程和径向剖面效应的 1.5 维模型中，系统仍保持与 PWSO 0D 和 1D 模型一致的结果，即存在高靶区温度对应的密度极限区和低靶区温度对应的密度自由区。这表明 PWSO 理论所揭示的“边界温度-壁溅射-杂质辐射”闭环反馈机制在更复杂、更加接近实际装置运行条件的模拟中依然成立。最后，本文基于 CFETR 稳态与混合运行模式参数，对聚变产物效应存在条件下的密度极限进行了分析，获得了相应的密度极限依赖关系，为未来聚变堆高密度运行方案设计和等离子体-器壁相互作用控制提供了模拟支撑。

6.2 本文的主要创新点

(1) 跨装置实验验证了等离子体-器壁自组织理论，揭示了壁材料对高密度运行模式的关键作用。

针对传统密度极限定标律难以统一解释密度极限对加热功率、启动路径和壁条件依赖的问题，本文围绕等离子体-器壁自组织 (PWSO) 理论关于启动阶段调控的物理图像，在 J-TEXT 碳壁装置和 EAST 全金属壁装置上设计并实施了通过提高预充气量和 ECRH 功率提升密度极限的实验方案。通过对靶区温度、杂质辐射、等离子体纯度和密度极限之间关系的系统比较研究，证实了启动阶段调控能够通过改变等离子体-器壁相互作用强度，有效提升后续平顶阶段的密度极限，从而实现了对 PWSO 理论关键预言的跨装置实验验证。EAST 实验中等离子体密度突破 Greenwald 密度极限，并证实了密度自由区的存在。与此同时，本文揭示并验证了壁材料在高密度运行中的关键作用：碳壁条件下，由于化学溅射和壁记忆效应较强，密度自由区较窄，

难以进入；钨壁条件下，物理溅射占主导且在低靶区温度下受到抑制，密度自由区较宽，更容易进入。该结果为未来聚变装置高密度运行方案优化和壁材料选择提供了实验依据。

(2) 基于等离子体-器壁自组织理论，发展了密度极限关于加热功率定标律的理论，获得了包括等离子体-器壁自组织效应的燃烧等离子体点火条件。

针对传统 Greenwald 密度极限定标难以解释密度极限对加热功率依赖时而显著、时而较弱的问题，本文从 PWSO 理论出发，结合粒子守恒和能量守恒关系，发展了密度极限关于加热功率定标律的理论描述。通过与 ASDEX 和 W7-AS 装置实验数据的对比，验证了该理论能够较好描述两类磁约束构型中密度极限随加热功率升高而增加的共同趋势，从而为托卡马克与仿星器中密度极限功率依赖现象提供了统一的物理解释。在此基础上，本文进一步分析了粒子约束时间和靶区温度对点火条件及能量增益的影响，获得了包括 PWSO 效应的燃烧等离子体点火条件，为未来燃烧等离子体装置的高密度、高增益运行提供了理论依据。

(3) 搭建了包含 PWSO 机制的 1.5 维集成模拟模型和程序，获得了 CFETR 等燃烧等离子体托卡马克装置的密度自由区参数窗口。

针对传统 PWSO 0D 和 1D 模型难以描述真实装置中输运剖面演化、多热源耦合及聚变产物反馈等复杂过程的问题，本文发展了包含壁溅射杂质的 PWSO 模块，并将其自洽耦合到 1.5 维集成模拟程序中，建立了“器壁杂质源-边界辐射-芯部输运-整体功率平衡”统一演化的分析方法。根据该方法，本文评估了在包含真实剖面 and 复杂输运过程条件下 CFETR 等燃烧等离子体托卡马克装置中密度极限区与密度自由区的存在及其进入条件，为未来聚变装置高密度运行方案设计提供了支撑。

6.3 研究展望

面向未来燃烧等离子体装置和聚变堆高密度运行需求，围绕等离子体-器壁自组织杂质辐射效应及其对密度极限的影响，后续研究可在以下几个方面进一步深入开展。

(1) 进一步建立密度自由区的参数定标律，并开展跨装置、多运行模式的实验验证。

尽管本文已在 J-TEXT 和 EAST 装置上验证了 PWSO 理论的关键预言，并首次

在托卡马克实验中证实了密度自由区的存在，但该运行区间的参数定标性质及其普适可达条件仍有待系统研究。后续可面向 L 模与 H 模等主要运行模式，以及先进仿星器下，结合不同壁材料、加料方式、加热组合和磁位形条件，进一步推导并验证密度极限区与密度自由区中密度上限对加热功率、有效电荷数、安全因子、环向磁场及剖面参数等的依赖关系，明确从传统密度极限区过渡到密度自由区的关键物理判据。后续可在已有 J-TEXT 和 EAST 验证基础上，依托 HL-3、EAST 托卡马克装置更高参数运行条件和 CFQS 等先进仿星器装置，围绕不同壁材料、不同加热方式及不同约束模式开展系统实验，重点推进 PWSO 理论在 HL-3 装置上的验证以及在 EAST 装置 H 模运行模式下的实验检验。通过比较不同装置和不同运行模式下靶板附近等离子体状态、杂质辐射、边界功率沉积与密度极限之间的关系，可进一步评估 PWSO 理论的普适性及其适用边界，并为不同装置和不同运行模式下的高密度运行方案设计提供更加可靠的理论和实验依据。此外，在高密度运行和密度自由区可达的基础上，可进一步验证该运行模式能否长时间稳定运行，结合破裂预警指标和控制策略研究，为未来聚变堆稳态高密度运行提供完整解决方案。

(2) 发展芯部-边界-器壁耦合的 1.5 维和 2/3 维集成模拟方法。

本文已将 PWSO 模块耦合到 1.5 维集成模拟程序中，初步表明在未来装置参数下系统仍具有密度极限区与密度自由区两类运行区域。后续仍需进一步发展包含芯部输运、边界功率沉积、刮削层输运、杂质溅射、再循环及辐射反馈等过程的 1.5 维和 2 维自治集成模拟框架，使器壁条件不再只是外部给定参数，而能够作为与放电过程共同演化的状态变量。特别是需要结合二维边界输运模拟，更准确描述溅射杂质在刮削层和真空区中的速度空间与实空间分布，以及偏滤器位形、壁材料和再循环条件对杂质源项和功率沉积的影响。此外，还需要在集成模拟中自治地考虑密度剖面、压强梯度、电流剖面演化以及多种加热源沉积过程，系统分析这些因素对高密度运行区间、辐射反馈强度和运行边界的影响，同时与实验数据进行系统性定量对比。通过芯部输运、边界输运、磁场位形以及边界微观物理过程等多物理场耦合模拟分析，实现对真实装置放电全过程的模拟，为密度自由区运行路径优化和聚变性能综合分析提供更坚实的仿真模拟支撑。

(3) 面向 ITER 和 CFETR 开展密度自由区点火路径与工程可实施性研究。

在聚变堆条件下， α 粒子加热、氦灰输运与辐射、高 Z 杂质累积以及多源加热

耦合将共同改变密度自由区的运行特征。后续研究应在现有理论和集成模拟基础上，将聚变产物效应、自加热过程和功率平衡条件进一步纳入统一分析框架，系统评估 ITER 和 CFETR 等未来装置在不同启动路径、加热组合、壁材料和加料策略下进入密度自由区并走向点火、高增益运行的可行性，并针对具体聚变装置采用蒙特卡洛模拟等方法进行仿真结果的参数敏感性分析，量化仿真结果的置信区间，增强工程应用价值。同时，还需结合电源响应、加热沉积位置、加料时序、关键诊断可观测量及实时控制等工程因素，对相应路径窗口开展可实施性分析，形成面向未来聚变堆高密度、稳定、安全运行的路径设计方法和参数建议。

总体而言，本文的研究表明，等离子体-器壁相互作用所诱导的自组织杂质辐射反馈不仅能够影响传统密度极限的形成，而且可能为未来托卡马克装置提供突破 Greenwald 密度极限、实现高密度高增益运行的新途径。随着后续在多装置实验验证、集成模拟拓展以及聚变堆工程外推等方面的不断深入，基于 PWSO 机制的密度自由区研究有望为未来聚变堆高参数运行模式设计提供更加系统和可靠的物理依据。

致 谢

时光荏苒，转眼博士阶段的学习和研究工作已近尾声。回顾这些年在华中科技大学的求学经历，我有幸在许多老师、同学、合作者、家人和朋友的帮助下不断前行。在论文完成之际，谨向所有关心、指导和帮助过我的老师、同学、同仁、朋友和家人致以最诚挚的感谢。

衷心感谢我的导师朱平教授。学术上，朱老师给予了我关键且系统的指导，使我得以逐步建立起对聚变等离子体物理问题的理解和研究能力。无论是在方向选择、论文构思、学术写作，还是在遇到困难和瓶颈时的分析与判断，朱老师都给予了我极大的启发和支持。朱老师严谨求实的治学态度、开阔深远的学术视野，使我受益匪浅，也将持续影响我今后的学习和工作。除了学术方面的指导，朱老师在生活上也给予了我极大的支持和鼓励，让我跳出单一的科研活动，培养了我更全局的视野和更坚定的责任意识。朱老师的言传身教不仅帮助我完成了博士阶段的研究工作，也为我今后继续从事科研和面对人生选择提供了重要指引。

感谢 Dominique Franck Escande 教授在等离子体-器壁自组织理论方面的悉心指导，其深厚的理论功底和敏锐的物理洞察，为本文研究思路的形成和完善提供了重要启发。与 Escande 教授的多次讨论，使我对密度极限问题的物理图像和理论内涵有了更加深入的理解。

感谢 J-TEXT 团队在实验验证工作方面的大力支持。特别感谢夏冬辉老师、高丽老师、张俊利博士和王钰涵同学在放电实验设计等讨论中给予的帮助，以及潘垣老师、丁永华老师、陈忠勇老师、陈志鹏老师、杨州军老师、张晓卿老师、程芝峰老师、杨庆虎同学、方建港同学和王佳明同学等在装置运行、实验协调、诊断数据获取与分析以及论文讨论中给予的帮助。正是团队成员长期而扎实的协同工作，为本文相关实验结果的取得和物理认识的深化提供了重要基础。

感谢 EAST 团队在实验验证工作方面的有力支持。特别感谢颜宁老师、刘文斌老师、王亮老师、张凌老师、林新老师、周瑞杰老师、钱金平老师、丁锐老师、段艳敏老师、吴振伟老师、杨金菊同学、汤潘君同学、贾凯同学和程云鑫同学等在实验提案讨论、实验协调、放电运行、数据获取与分析等讨论中给予的帮助。EAST 团队的大力支持为本论文相关研究的推进提供了重要帮助。

华中科技大学博士学位论文

感谢 HL-3 团队在实验筹备等方面提供的支持。特别感谢刘仪老师、高金明老师、龙婷老师、张毅老师、王诗琴同学和刘逸飞同学等在实验方案讨论和实验数据获取等方面的帮助。感谢浙江大学傅国勇老师、盛正卯老师、中科院等离子体所申伟老师、陈佳乐老师、邬潇河同学、核工业西南物理研究院郝广周老师、大连理工大学桑超峰老师和张晨博士、新奥科技发展有限公司的谢华生博士、石跃江博士和姜欣辰等在博士论文相关研究问题上的讨论和建议。感谢中科院等离子体所李国强老师、周登老师、核工业西南物理研究院陈伟老师、高金明老师和聚变所张明老师、丁永华老师、陈志鹏老师在论文评审和修改过程中提出的宝贵意见和建议。

感谢课题组、聚变所和电气学院的各位老师、师兄师姐、师弟师妹以及长期并肩同行的同学们。感谢中国科学技术大学的李浩龙师兄和韩瑞师兄在学术上的指导以及文体活动中的陪伴。感谢课题组的曾市勇师兄、马方圆、马一鸣、曲子桐、薛世炜、万遂、张志、张登阔、付炜敏、郑剑亮、蔡伟康、王楠、丁俊翔、韩昀晓、金宇轩、毛金强、刘志强、桂知非、欧阳一非，聚变所的周松、沈呈硕、黄杰、张国栋、毛飞越、胡博、陈曦璇、李杨波、任正康、黄章盛、薛凤鸣等师兄师姐、师弟师妹和同学，办公室的汪亚军、徐登峰、孔向豪、黄亦飞等同学在科研学习中的讨论交流和日常生活中的陪伴，使我的博士阶段多了许多轻松而难忘的时刻。感谢聚变所和电气学院各位老师在论文研究和相关问题讨论中给予的意见和建议，感谢各位行政及工程技术老师为科研与学习工作的顺利开展提供的保障。还有许多老师、同学、同仁和朋友在不同阶段给予了我帮助与支持，限于篇幅未能一一列名，在此一并致以诚挚的谢意。

感谢我的家人。感谢你们一直以来给予的信任、支持与包容。感谢所有在这段求学旅程中给予我理解、鼓励与陪伴的朋友。许多平凡而温暖的时刻，为我的博士生活增添了珍贵而美好的记忆。

谨以此文，向所有帮助、支持和陪伴过我的人，再次致以诚挚的谢意。

参考文献

- [1] Energy Institute. Statistical Review of World Energy 2025(74th). London: Energy Institute, 2025
- [2] International Energy Agency. Global Energy Review 2025. Paris: International Energy Agency, 2025
- [3] International Energy Agency. Energy and AI. World Energy Outlook Special Report. Paris: International Energy Agency, 2025
- [4] International Atomic Energy Agency. World Fusion Outlook 2025. International Atomic Energy Agency, 2025
- [5] M. Kikuchi, K. Lackner, M. Q. Tran. Fusion Physics. International Atomic Energy Agency, 2012
- [6] 高[国]. 聚变能源概论. 清华大学出版社, 2025
- [7] S. Pfalzner[著], 崔旭东 [译]. 惯性约束聚变导论. 北京: 原子能出版社, 2011
- [8] S. A. Slutz, M. C. Herrmann, R. A. Vesey, A. B. Sefkow, D. B. Sinars, D. C. Rovang, et al. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(5): 056303
- [9] S. A. Slutz, R. A. Vesey. High-Gain Magnetized Inertial Fusion. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 025003
- [10] 王志斌, 沈炀, 余羿, 陈坚. 我国磁约束核聚变能源的发展路径、国际合作与未来展望. *南方能源建设*, 2024, 11(3): 1-13
- [11] A. B. Zylstra, O. A. Hurricane, D. A. Callahan, A. L. Kritcher, J. E. Ralph, H. F. Robey, et al. Burning plasma achieved in inertial fusion. *Nature*, 2022, 601: 542-548
- [12] H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams, J. Adams, B. Addis, R. Aden, et al. Lawson Criterion for Ignition Exceeded in an Inertial Fusion Experiment. *Physical Review Letters*, 2022, 129: 075001

- [13] H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams, J. Adams, B. Addis, R. Aden, et al. Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment. *Physical Review Letters*, 2024, 132: 065102
- [14] E. A. Azizov. Tokamaks: from A D Sakharov to the present (the 60-year history of tokamaks). *Physics-Uspekhi*, 2012, 55(2): 190
- [15] 李建刚. 托卡马克研究的现状及发展. *物理*, 2016, 45(2): 88-97
- [16] 秦运文. 托卡马克实验的物理基础. 北京: 原子能出版社, 2011
- [17] J. Spitzer Lyman. The Stellarator Concept. *The Physics of Fluids*, 1958, 1(4): 253-264
- [18] P. Helander. Theory of plasma confinement in non-axisymmetric magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 2014, 77(8): 087001
- [19] Y. Xu. A general comparison between tokamak and stellarator plasmas. *Matter and Radiation at Extremes*, 2016, 1(4): 192-200
- [20] G. Xu, Z. Lu, D. Chen, B. Wan. A promising approach to steady-state fusion: High-temperature superconducting strong-field stellarator with precise omnigenity. *The Innovation*, 2023, 5(1): 100537
- [21] F. Warmer, J. Alguacil, D. Biek, T. Bogaarts, G. Bongiovì, V. Bykov, et al. Overview of European efforts and advances in Stellarator power plant studies. *Fusion Engineering and Design*, 2024, 202: 114386
- [22] A. Dinklage, C. D. Beidler, P. Helander, G. Fuchert, H. Maaßberg, K. Rahbarnia, et al. Magnetic configuration effects on the Wendelstein 7-X stellarator. *Nature Physics*, 2018, 14: 855-860
- [23] K. Ida, M. Yoshinuma, M. Kobayashi, T. Kobayashi, N. Kenmochi, F. Nespoli, et al. Overview of Large Helical Device experiments of basic plasma physics for solving crucial issues in reaching burning plasma conditions. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(11): 112009

- [24] International Atomic Energy Agency. Fusion Device Information System (FusDIS). 2021. <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Pages/FusDIS.aspx>
- [25] J. Wesson. Tokamaks (4th). Oxford University Press, 2011
- [26] C. Angioni, E. Fable, H. Zohm. On the possibility of reducing the size of a fusion reactor by increasing the plasma density. *Nuclear Fusion*, 2025, 66(2): 026006
- [27] M. Greenwald. Density limits in toroidal plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2002, 44(8): R27-R53
- [28] S. E. Wurzel, S. C. Hsu. Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion. *Physics of Plasmas*, 2022, 29(6): 062103
- [29] M. Murakami, J. Callen, L. Berry. Some observation on maximum densities in tokamak experiments. *Nuclear Fusion*, 1976, 16(2): 347
- [30] M. Greenwald, J. Terry, S. Wolfe, S. Ejima, M. Bell, S. Kaye, et al. A new look at density limits in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 1988, 28(12): 2199-2207
- [31] X. Gao, Y. Jie, C. Xia, M. Wei, Y. Yang, S. Zhang, et al. High density operation on the HT-7 superconducting tokamak. *Nuclear Fusion*, 2000, 40(11): 1875
- [32] X. Zheng, J. Li, J. Hu, H. Liu, Y. Jie, S. Wang, et al. Density limits investigation and high density operation in EAST tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58(5): 055013
- [33] S. Y. Wang, Z. Y. Chen, D. W. Huang, R. H. Tong, W. Yan, Y. N. Wei, et al. Prediction of density limit disruptions on the J-TEXT tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2016, 58(5): 055014
- [34] A. Huber, M. Bernert, S. Brezinsek, A. Chankin, G. Sergienko, V. Huber, et al. Comparative H-mode density limit studies in JET and AUG. *Nuclear Materials and Energy*, 2017, 12: 100-110
- [35] A. Huber, S. Wiesen, M. Bernert, S. Brezinsek, A. Chankin, G. Sergienko, et al. The effect of the isotope on the H-mode density limit. *Nuclear Fusion*, 2017, 57(8): 086007

- [36] W. Zheng, F. Hu, M. Zhang, Z. Chen, X. Zhao, X. Wang, et al. Hybrid neural network for density limit disruption prediction and avoidance on J-TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 2018, 58(5): 056016
- [37] T. Long, P. Diamond, R. Ke, L. Nie, M. Xu, X. Zhang, et al. Enhanced particle transport events approaching the density limit of the J-TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(12): 126066
- [38] J. Hou, N. Yan, Q. Yang, G. Zuo, J. Hu, F. Zhong, et al. First results of high density H-mode operation in metal-wall EAST tokamak. *Results in Physics*, 2024, 56: 107260
- [39] N. C. Hurst, B. E. Chapman, J. S. Sarff, A. F. Almagri, K. J. McCollam, D. J. Den Hartog, et al. Tokamak Plasmas with Density up to 10 Times the Greenwald Limit. *Physical Review Letters*, 2024, 133: 055101
- [40] T. Long, P. Diamond, R. Ke, Z. Chen, X. Xu, W. Tian, et al. The role of shear flow collapse and enhanced turbulence spreading in edge cooling approaching the density limit. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(6): 066011
- [41] B. Sieglin, M. Maraschek, A. Gude, F. Klossek, F. Felici, M. Bernert, et al. H-Mode density limit disruption avoidance in ASDEX Upgrade, TCV and JET. *Fusion Engineering and Design*, 2025, 215: 114961
- [42] 刘延民, 龙婷, 田文静, 赵菊, 李永高, 李波, 等. HL-2A 托卡马克欧姆放电下的密度运行区间统计与研究. *核聚变与等离子体物理*, 2025, 45(4): 430-436
- [43] F. W. Perkins, R. A. Hulse. On the Murakami density limit in tokamaks and reversed-field pinches. *Physics of Fluids*, 1985, 28(6): 1837-1844
- [44] A. Gibson. Radiation limits to tokamak operation. *Nuclear Fusion*, 1976, 16(3): 546
- [45] N. Ohya. Density limit in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 1979, 19(11): 1491-1497
- [46] D. Roberts. Total impurity radiation power losses from steady-state tokamak plasma. *Nuclear Fusion*, 1981, 21(2): 215-231
- [47] J. Hugill, P. Lomas, A. Wootton. High density operation in DITE with neutral beam injection. CLM-R-239. UKAEA Culham Lab, 1983

- [48] V. Mertens, M. Kaufmann, J. Neuhauser, J. Schweinzer, J. Stober, K. Buchl, et al. High density operation close to Greenwald limit and H mode limit in ASDEX upgrade. *Nuclear Fusion*, 1997, 37(11): 1607-1614
- [49] P. C. de Vries, J. Rapp, F. C. Schüller, M. Z. Tokar'. Influence of Recycling on the Density Limit in TEXTOR-94. *Physical Review Letters*, 1998, 80: 3519-3522
- [50] M. Bernert, T. Eich, A. Kallenbach, D. Carralero, A. Huber, P. T. Lang, et al. The H-mode density limit in the full tungsten ASDEX Upgrade tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, 57(1): 014038
- [51] A. Huber, S. Brezinsek, G. Sergienko, M. Groth, P. de Vries, L. Aho-Mantila, et al. Density limit of H-mode plasmas on JET-ILW. *Journal of Nuclear Materials*, 2015, 463: 445-449
- [52] R. Hawryluk, D. Campbell, G. Janeschitz, P. Thomas, R. Albanese, R. Ambrosino, et al. Principal physics developments evaluated in the ITER design review. *Nuclear Fusion*, 2009, 49(6): 065012
- [53] G. Zhuang, G. Li, J. Li, Y. Wan, Y. Liu, X. Wang, et al. Progress of the CFETR design. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(11): 112010
- [54] G. S. Xu, Q. Q. Yang, N. Yan, Y. F. Wang, X. Q. Xu, H. Y. Guo, et al. Promising High-Confinement Regime for Steady-State Fusion. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 255001
- [55] S. Sudo, Y. Takeiri, H. Zushi, F. Sano, K. Itoh, K. Kondo, et al. Scalings of energy confinement and density limit in stellarator/heliotron devices. *Nuclear Fusion*, 1990, 30(1): 11
- [56] L. Giannone, J. Baldzuhn, R. Burhenn, P. Grigull, U. Stroth, F. Wagner, et al. Physics of the density limit in the W7-AS stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2000, 42(6): 603
- [57] B. J. Peterson, J. Miyazawa, K. Nishimura, S. Masuzaki, Y. Nagayama, N. Ohyaabu, et al. Characteristics of Radiating Collapse at the Density Limit in the Large Helical Device. *Plasma and Fusion Research*, 2006, 1: 045-045

- [58] A. Staebler, R. Burhenn, P. E. Grigull, J. V. Hofmann, K. McCormick, E. R. Mueller, et al. Comparison of density limit physics on the ASDEX tokamak and the Wendelstein 7-AS stellarator. in: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wurzburg, Germany, 1993
- [59] P. Manz, T. Eich, O. Grover, the ASDEX Upgrade Team. The power dependence of the maximum achievable H-mode and (disruptive) L-mode separatrix density in ASDEX Upgrade. Nuclear Fusion, 2023, 63(7): 076026
- [60] J. Rapp, P. D. Vries, F. Schüller, M. Tokar, W. Biel, R. Jaspers, et al. Density limits in TEXTOR-94 auxiliary heated discharges. Nuclear Fusion, 1999, 39(6): 765
- [61] Y. Kamada, N. Hosogane, R. Yoshino, T. Hirayama, T. Tsunematsu. Study of the density limit with pellet fuelling in JT-60. Nuclear Fusion, 1991, 31(10): 1827
- [62] P. Zanca, F. Sattin, D. Escande, J. Contributors. A power-balance model of the density limit in fusion plasmas: application to the L-mode tokamak. Nuclear Fusion, 2019, 59(12): 126011
- [63] R. Maingi, M. Mahdavi, T. Petrie, L. Baylor, T. Jernigan, R. La Haye, et al. Density limit studies on DIII-D. Journal of Nuclear Materials, 1999, 266-269: 598-603
- [64] G. Mank, A. M. Messiaen, J. Ongena, B. Unterberg, P. Dumortier, K. H. Finken, et al. Quasistationary High Confinement Discharges with trans-Greenwald Density on TEXTOR-94. Physical Review Letters, 2000, 85: 2312-2315
- [65] S. Ding, A. Garofalo, H. Wang, D. Weisberg, Z. Li, X. Jian, et al. A high-density and high-confinement tokamak plasma regime for fusion energy. Nature, 2024, 629: 555-560
- [66] O. Sauter, R. Hong, A. Marinoni, F. Scotti, P. H. Diamond, C. Paz-Soldan, et al. Operation above the Greenwald density limit in high performance DIII-D negative triangularity discharges. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2025, 67(7): 075009
- [67] Y. Jie, M. Asif, X. Gao, H. Liu. Plasma density behavior with new graphite limiters in HT-7. Journal of Nuclear Materials, 2007, 363-365: 781-785

- [68] L. Yan, Y. Zhou, C. Chen, Z. Cao, X. Song, W. Li, et al. Density Limits with Different Fuelling Methods in the HL-2A Tokamak. *Plasma Science and Technology*, 2009, 11(4): 385
- [69] P. Lang, W. Suttrop, E. Belonohy, M. Bernert, R. Mc Dermott, R. Fischer, et al. High-density H-mode operation by pellet injection and ELM mitigation with the new active in-vessel saddle coils in ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 2012, 52(2): 023017
- [70] Q. Hu, N. Wang, Q. Yu, Y. Ding, B. Rao, Z. Chen, et al. Research on the effect of resonant magnetic perturbations on disruption limit in J-TEXT tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 58(2): 025001
- [71] B. Lipschultz, B. LaBombard, E. Marmor, M. Pickrell, J. Terry, R. Watterson, et al. Marfe: an edge plasma phenomenon. *Nuclear Fusion*, 1984, 24(8): 977
- [72] B. LaBombard. Poloidal asymmetries in the limiter shadow plasma of the Alcator C tokamak[D]. USA: MIT, 1986
- [73] P. C. Stangeby. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*. CRC Press, 2000
- [74] P. Shi, G. Zhuang, K. Gentle, Q. Hu, J. Chen, Q. Li, et al. First time observation of local current shrinkage during the MARFE behavior on the J-TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 2017, 57(11): 116052
- [75] X. Xu, Z. P. Chen, Q. H. Yang, J. M. Wang, J. I. Guo, W. Yan, et al. Investigation on the edge cooling threshold of the density limit in the J-TEXT tokamak with limiter and divertor configurations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2024, 66(7): 075010
- [76] Y. Ding, N. Wang, Z. Chen, D. Xia, Z. Yang, Z. Chen, et al. Overview of the recent experimental research on the J-TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(11): 112005
- [77] R. Hong, G. Tynan, P. Diamond, L. Nie, D. Guo, T. Long, et al. Edge shear flows and particle transport near the density limit of the HL-2A tokamak. *Nuclear Fusion*, 2017, 58(1): 016041

- [78] 龙婷, P. H. Diamond, 柯锐, 洪荣杰, 许敏, 聂林, 等. HL-2A 装置密度极限附近边缘剪切流和极向剩余肋强的实验研究. 核聚变与等离子体物理, 2022, 42(s1): 152-157
- [79] 胡力文, 陈伟, 施培万, 许健强. HL-2A 装置密度极限下电磁不稳定性的实验观测. 核聚变与等离子体物理, 2025, 45(3): 357-364
- [80] W. Chen, L. Hu, J. Xu, R. Ma, P. Shi, R. Ke, et al. Discovery of Density Limit Disruption Induced by Core-localized Alfvénic Ion Temperature Gradient Instabilities in a Tokamak Plasma. 2026. <https://arxiv.org/abs/2601.15567>. arXiv: 2601.15567 [physics.plasm-ph]
- [81] L. W. Hu, W. Chen, P. W. Shi, T. Long, J. Q. Xu, R. R. Ma, et al. Density Limit Experiments and Core-localized Kinetic MHD Activities in HL-2A Ohmic Heating Plasmas. 2026. <https://arxiv.org/abs/2601.15590>. arXiv: 2601.15590 [physics.plasm-ph]
- [82] P. Zanca, F. Sattin, D. Escande, G. Pucella, O. Tudisco. A unified model of density limit in fusion plasmas. Nuclear Fusion, 2017, 57(5): 056010
- [83] P. Zanca, F. Sattin, D. Escande, F. Auremma, J. Contributors. A power-balance model for the L-mode radiative density limit in fusion plasmas. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2022, 64(5): 054006
- [84] U. Stroth, M. Bernert, D. Brida, M. Cavedon, R. Dux, E. Huett, et al. Model for access and stability of the X-point radiator and the threshold for marfes in tokamak plasmas. Nuclear Fusion, 2022, 62(7): 076008
- [85] D. A. Gates, L. Delgado-Aparicio. Origin of Tokamak Density Limit Scalings. Physical Review Letters, 2012, 108(16): 165004
- [86] D. A. Gates, D. P. Brennan, L. Delgado-Aparicio, R. B. White. The tokamak density limit: A thermo-resistive disruption mechanism. Physics of Plasmas, 2015, 22(6): 060701
- [87] Z. Ma, Z. Sun, X. Meng, W. Zhang. Comprehensive Understanding of the Greenwald Density Limit and Disruption in Tokamak Fusion Plasmas. Preprint. 1st version.

- Preprint, Version 1, available at Research Square. 2025
- [88] P. H. Diamond, R. Singh, T. Long, R. Hong, R. Ke, Z. Yan, et al. How the birth and death of shear layers determine confinement evolution: from the $L \rightarrow H$ transition to the density limit. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2023, 381(2242): 20210227
- [89] D. Escande, F. Sattin, P. Zanca. Plasma-wall self-organization in magnetic fusion. *Nuclear Fusion*, 2022, 62(2): 026001
- [90] C. Su, Y. Jia, Y. Zu, W. Hu, Y. Wang, Y. Huang, et al. Investigation of density limit parameter dependence using symbolic regression and MHD simulation in EAST. *Nuclear Fusion*, 2026, 66(3): 036032
- [91] G. Mccracken, P. Stott. Plasma-surface interaction in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 1979, 19(7): 889-981
- [92] A. Loarte, B. Lipschultz, A. Kukushkin, G. Matthews, P. Stangeby, N. Asakura, et al. Chapter 4: Power and particle control. *Nuclear Fusion*, 2007, 47(6): S203
- [93] R. Pitts, S. Carpentier, F. Escourbiac, T. Hirai, V. Komarov, S. Lisgo, et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status. *Journal of Nuclear Materials*, 2013, 438: S48-S56
- [94] J. Bohdansky. A universal relation for the sputtering yield of monatomic solids at normal ion incidence. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1984, 2(1-3): 587-591
- [95] W. Eckstein, C. García-Rosales, J. Roth, J. László. Threshold energy for sputtering and its dependence on angle of incidence. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1993, 83(1-2): 95-109
- [96] International Atomic Energy Agency. *Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2001
- [97] J. Roth, C. García-Rosales. Analytic description of the chemical erosion of graphite

- by hydrogen ions. *Nuclear Fusion*, 1996, 36(12): 1647-1659
- [98] B. V. Mech, A. A. Haasz, J. W. Davis. Chemical erosion of pyrolytic graphite by low-energy H⁺ and D⁺ impact. *Journal of Nuclear Materials*, 1997, 241–243: 1147-1151
- [99] G. J. van Rooij, J. Westerhout, S. Brezinsek, J. Rapp. Chemical erosion of carbon at ITER relevant plasma fluxes: Results from the linear plasma generator Pilot-PSI. *Journal of Nuclear Materials*, 2011, 415(1 Suppl.): S137-S140
- [100] V. Philipps. Tungsten as material for plasma-facing components in fusion devices. *Journal of Nuclear Materials*, 2011, 415(1 Suppl.): S2-S9
- [101] S. Brezinsek, A. Pospieszczyk, G. Sergienko, R. Dux, M. Cavedon, M. Faitsch, et al. Chemically assisted physical sputtering of Tungsten: Identification via the 6Pi to 6Sigma⁺ transition of WD in TEXTOR and ASDEX Upgrade plasmas. *Nuclear Materials and Energy*, 2019, 18: 50-55
- [102] Q. Zhang, F. Ding, S. Brezinsek, L. Yu, L. Meng, P. Zhao, et al. Spectroscopic investigation of the tungsten deuteride sputtering in the EAST divertor. *Nuclear Materials and Energy*, 2022, 33: 101265
- [103] T. Loarer, S. Brezinsek, V. Philipps, J. Bucalossi, D. Douai, H. Esser, et al. Comparison of long term fuel retention in JET between carbon and the ITER-Like Wall. *Journal of Nuclear Materials*, 2013, 438: S108-S113
- [104] R. Dux, A. Janzer, T. Pütterich, the ASDEX Upgrade Team. Main chamber sources and edge transport of tungsten in H-mode plasmas at ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 2011, 51(5): 053002
- [105] M. Sertoli, T. Odstreil, C. Angioni, ASDEX Upgrade Team. Interplay between central ECRH and saturated (m,n)=(1,1) MHD activity in mitigating tungsten accumulation at ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(11): 113029
- [106] H. Chung, M. Chen, W. Morgan, Y. Ralchenko, R. Lee. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 2005, 1(1): 3-12

- [107] A. Kallenbach, R. Dux, J. C. Fuchs, R. Fischer, B. Geiger, L. Giannone, et al. Divertor power load feedback with nitrogen seeding in ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2010, 52(5): 055002
- [108] F. Reimold, M. Wischmeier, M. Bernert, S. Potzel, A. Kallenbach, H. W. Müller, et al. Divertor studies in nitrogen induced completely detached H-modes in full tungsten ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(3): 033004
- [109] T. He, Z. Yang, K. Li, L. Wang, G. Jia, X. Liu, et al. Experimental and modeling study of the impact of upstream D2 puff on divertor detachment and impurity control with argon seeding in EAST. *Physics of Plasmas*, 2024, 31(4): 042512
- [110] B. Liu, S. Dai, G. Kawamura, L. Zhang, Z. Yang, G. Niu, et al. Impacts of neon injection position and direction on toroidally asymmetric heat load distribution for EAST tokamak. *Nuclear Materials and Energy*, 2023, 34: 101321
- [111] Y. Yu, Z. Chen, W. Yan, S. Xia, N. Wang, Z. Nie, et al. Optimal design and experimental testing of EMPI system for plasma disruption mitigation on J-TEXT. *Fusion Engineering and Design*, 2024, 208: 114701
- [112] A. Zafar, P. Zhu, A. Ali, S. Zeng, H. Li. Effects of helium massive gas injection level on disruption mitigation on EAST. *Plasma Science and Technology*, 2021, 23(7): 075103
- [113] S. Zeng, P. Zhu, H. Ren. Species dependence of the impurity injection induced poloidal flow and magnetic island rotation in a tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2023, 65(12): 125001
- [114] S. Zeng, P. Zhu, R. Zhou, M. Xu. Magnetic island formation and rotation braking induced by low-Z impurity penetration in an EAST plasma. *Nuclear Fusion*, 2023, 63(4): 046018
- [115] S. Zeng, P. Zhu, H. Ren. Enhanced plasma current spike formation due to onset of 1/1 kink-tearing reconnection during a massive gas injection process. *Physics of Plasmas*, 2023, 30(8): 082504

- [116] S. Zeng, P. Zhu. Nonlinear edge-localized mode with impurity seeding in CFETR hybrid scenario. *Nuclear Fusion*, 2026, 66(2): 026025
- [117] K. Insulander Björk, O. Vallhagen, G. Papp, C. Reux, O. Embreus, E. Rachlew, et al. Modelling of runaway electron dynamics during argon-induced disruptions in ASDEX Upgrade and JET. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, 63(8): 085021
- [118] D. Meade. Effect of high-Z impurities on the ignition and Lawson conditions for a thermonuclear reactor. *Nuclear Fusion*, 1974, 14(2): 289-291
- [119] R. Jensen, D. Post, W. Grasberger, C. Tarter, W. Lokke. Calculations of impurity radiation and its effects on tokamak experiments. *Nuclear Fusion*, 1977, 17(6): 1187-1196
- [120] H. P. Summers, M. G. O' Mullane, A. D. Whiteford, N. R. Badnell, S. D. Loch. ADAS: Atomic data, modelling and analysis for fusion. *AIP Conference Proceedings*, 2007, 901(1): 239-248
- [121] H. P. Summers, M. G. O' Mullane. Atomic Data and Modelling for Fusion: the ADAS Project. *AIP Conference Proceedings*, 2011, 1344(1): 179-187
- [122] P. Rebut, B. Green. Effect of impurity radiation on tokamak equilibrium. in: *Proceeding of the sixth international conference of plasma physics and controlled nuclear fusion research: vol. 2. berchtesgaden, germany, 1976: 3-16*
- [123] A. Mavrin. Effect of impurity radiation and helium particle confinement on tokamak-reactor plasma performance. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(10): 105023
- [124] J. Freidberg [著] 王文浩等 [译]. 等离子体物理聚变能. 科学出版社, 2010
- [125] P. Yushmanov, T. Takizuka, K. Riedel, O. Kardaun, J. Cordey, S. Kaye, et al. Scalings for tokamak energy confinement. *Nuclear Fusion*, 1990, 30(10): 1999
- [126] K. Itoh, S. Itoh, L. Giannone. Modelling of Density Limit Phenomena in Toroidal Helical Plasmas. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2001, 70(11): 3274-3284

- [127] H. Xu, H. Zhang, Y. Song, Z. Ma, Y. Wang. Simulation studies of the radiation-driven tearing mode in tokamaks. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(10): 105009
- [128] A. Huber, S. Brezinsek, M. Groth, P. C. de Vries, V. Riccardo, G. van Rooij, et al. Impact of the ITER-like wall on divertor detachment and on the density limit in the JET tokamak. *Journal of Nuclear Materials*, 2013, 438: S139-S147
- [129] G. Federici, W. Biel, M. Gilbert, R. Kemp, N. Taylor, R. Wenninger. European DEMO design strategy and consequences for materials. *Nuclear Fusion*, 2017, 57(9): 092002
- [130] 胡建生, 左桂忠, 王亮, 丁锐, 余耀伟, 张洋, 等. 磁约束核聚变装置等离子体与壁相互作用研究简述. *中国科学技术大学学报*, 2020, 50(9): 1193
- [131] E. de la Cal, E. Gauthier. Review of radio frequency conditioning discharges with magnetic fields in superconducting fusion reactors. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2005, 47(2): 197
- [132] J. Winter. Wall conditioning in fusion devices and its influence on plasma performance. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1996, 38(9): 1503
- [133] L. Wang, H. Guo, F. Ding, Y. Yu, Q. Yuan, G. Xu, et al. Advances in plasma-wall interaction control for H-mode operation over 100 s with ITER-like tungsten divertor on EAST. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(8): 086036
- [134] Y. Liang, X. Z. Gong, K. F. Gan, E. Gauthier, L. Wang, M. Rack, et al. Magnetic Topology Changes Induced by Lower Hybrid Waves and their Profound Effect on Edge-Localized Modes in the EAST Tokamak. *Physical Review Letters*, 2013, 110(23): 235002
- [135] R. Schneider, B. Braams, D. Reiter, H. P. Zehrfeld, J. Neuhauser, M. Baelmans, et al. Extensions of B2 for the Simulation of ASDEX-Upgrade Scrape-off Layer Plasmas. *Contributions to Plasma Physics*, 1992, 32(3-4): 450-455
- [136] D. Harting, M. Groth, M. Beurskens, P. Boerner, M. Brix, J. Coenen, et al. Simulation of tungsten sputtering with EDGE2D-EIRENE in low triangularity L-mode JET

- ITER like wall configuration. *Journal of Nuclear Materials*, 2013, 438: S480-S483
- [137] T. D. Rognlien, D. D. Ryutov, N. Mattor, G. D. Porter. Two-dimensional electric fields and drifts near the magnetic separatrix in divertor tokamaks. *Physics of Plasmas*, 1999, 6(5): 1851-1857
- [138] T. Rognlien, M. Rensink, G. Smith. User manual for the UEDGE edge-plasma transport code. CRL-ID-137121. Lawrence Livermore National Laboratory, 2000
- [139] G. Giorgiani, H. Bufferand, G. Ciraolo, P. Ghendrih, F. Schwander, E. Serre, et al. A hybrid discontinuous Galerkin method for tokamak edge plasma simulations in global realistic geometry. *Journal of Computational Physics*, 2018, 374: 515-532
- [140] H. Bufferand, J. Bucalossi, G. Ciraolo, G. Falchetto, A. Gallo, P. Ghendrih, et al. Progress in edge plasma turbulence modelling—hierarchy of models from 2D transport application to 3D fluid simulations in realistic tokamak geometry. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(11): 116052
- [141] P. Chmielewski, R. Zagórski, I. Ivanova-Stanik, V. Pericolli. TECXY simulations of multi-species impurity seeding in DEMO reactor. *Contributions to Plasma Physics*, 2018, 58(6-8): 773-780
- [142] S. Wiesen, D. Reiter, V. Kotov, M. Baelmans, W. Dekeyser, A. Kukushkin, et al. The new SOLPS-ITER code package. *Journal of Nuclear Materials*, 2015, 463: 480-484
- [143] C. Singer, D. Post, D. Mikkelsen, M. Redi, A. McKenney, A. Silverman, et al. Baldur: A one-dimensional plasma transport code. *Computer Physics Communications*, 1988, 49(2): 275-398
- [144] W. W. Pfeiffer, R. H. Davidson, R. L. Miller, R. E. Waltz. ONETWO: A computer code for modeling plasma transport in Tokamaks. GA-A16178. General Atomic Company, 1980
- [145] R. Hawryluk. An empirical approach to tokamak transport. in: B. Coppi, G. Leotta, D. Pfirsch, R. Pozzoli, E. Sindoni. *Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions*. Pergamon, 1981: 19-46

- [146] D. Reiter, M. Baelmans, P. Börner. The EIRENE and B2-EIRENE Codes. *Fusion Science and Technology*, 2005, 47(2): 172-186
- [147] A. S. Kukushkin, H. D. Pacher, V. Kotov, G. W. Pacher, D. Reiter. Finalizing the ITER divertor design: The key role of SOLPS modeling. *Fusion Engineering and Design*, 2011, 86(12): 2865-2873
- [148] H. D. Pacher, A. S. Kukushkin, G. W. Pacher, V. Kotov, R. A. Pitts, D. Reiter. Impurity seeding in ITER DT plasmas in a carbon-free environment. *Journal of Nuclear Materials*, 2015, 463: 591-595
- [149] J. Chen, Z. Yang, D. Coster, K. Li, K. Wu, Y. Duan, et al. Experimental investigation and SOLPS-ITER modeling of Ne-seeded radiative divertor H-modes plasma on EAST. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(5): 052501
- [150] M. Romanelli, V. Parail, P. da Silva Aresta Belo, G. Corrigan, L. Garzotti, D. Harting, et al. Modelling of plasma performance and transient density behaviour in the H-mode access for ITER gas fuelled scenarios. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(9): 093008
- [151] F. Eriksson, E. Tholerus, G. Corrigan, Y. Baranov, X. Bonnin, D. Farina, et al. Simulations of the stationary $Q = 10$ and the exit phase from the flat-top of an ITER 15MA baseline scenario: predictive JINTRAC simulation with a consistent treatment of D and T in the whole plasma. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(12): 126033
- [152] R. Zagórski, I. Voitsekhovitch, I. Ivanova-Stanik, F. Köchl, P. Belo, E. Fable, et al. Integrated core-SOL-divertor modelling for ITER including impurity: effect of tungsten on fusion performance in H-mode and hybrid scenario. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(5): 053032
- [153] J. R. Cary, A. Hakim, M. Miah, S. Kruger, A. Pletzer, S. Shasharina, et al. FACETS – A Framework for Parallel Coupling of Fusion Components. in: 2010 18th Euromicro Conference on Parallel, Distributed and Network-based Processing. 2010: 435-442
- [154] S. S. Foley, W. R. Elwasif, D. E. Bernholdt. The Integrated Plasma Simulator: A Flexible Python Framework for Coupled Multiphysics Simulation. ORNL/TM-2012/57. Oak Ridge National Laboratory, 2012

- [155] J. Liu, P. Zhu, D. F. Escande. Power dependence of the density limit due to plasma-wall interactions in a burning plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2025, 67(8): 085022
- [156] F. M. Poli. Integrated Tokamak modeling: When physics informs engineering and research planning. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(5): 055602
- [157] A. Pankin, J. Breslau, M. Gorelenkova, R. Andre, B. Grierson, J. Sachdev, et al. TRANSP integrated modeling code for interpretive and predictive analysis of tokamak plasmas. *Computer Physics Communications*, 2025, 312: 109611
- [158] M. Romanelli, G. Corrigan, V. Parail, S. Wiesen, R. Ambrosino, P. da Silva Aresta Belo, et al. JINTRAC: A System of Codes for Integrated Simulation of Tokamak Scenarios. *Plasma and Fusion Research*, 2014, 9: 3403023-3403023
- [159] G. Pereverzev, P. N. Yushmanov. ASTRA: Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. IPP 5/98. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2002
- [160] G. Bateman, A. H. Kritz, J. E. Kinsey, A. J. Redd, J. Weiland. Predicting temperature and density profiles in tokamaks. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(5): 1793-1799
- [161] P. Zhu, G. Bateman, A. H. Kritz, W. Horton. Predictive transport simulations of internal transport barriers using the Multi-Mode model. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(7): 2898-2908
- [162] D. Hannum, G. Bateman, J. Kinsey, A. H. Kritz, T. Onjun, A. Pankin. Comparison of high-mode predictive simulations using Mixed Bohm/gyro-Bohm and Multi-Mode (MMM95) transport models. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(3): 964-974
- [163] G. Bateman, T. Onjun, A. H. Kritz. Integrated predictive modelling simulations of burning plasma experiment designs. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, 45(11): 1939
- [164] M. Sevillano, I. Garrido, A. Garrido. Control-oriented Automatic System for Transport Analysis (ASTRA)-Matlab integration for Tokamaks. *Energy*, 2011, 36(5): 2812-2819

- [165] H. C. Fan, G. Q. Li, M. Q. Wu, X. X. Zhang, X. H. Wu, A. M. Garofalo. Simulations of plasma current induced by toroidal field ramping down on tokamaks. *AIP Advances*, 2025, 15(12): 125234
- [166] O. Meneghini, L. Lao. Integrated Modeling of Tokamak Experiments with OMFIT. *Plasma and Fusion Research*, 2013, 8: 2403009
- [167] O. Meneghini, S. Smith, L. Lao, O. Izacard, Q. Ren, J. Park, et al. Integrated modeling applications for tokamak experiments with OMFIT. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(8): 083008
- [168] F. Imbeaux, S. Pinches, J. Lister, Y. Buravand, T. Casper, B. Duval, et al. Design and first applications of the ITER integrated modelling & analysis suite. *Nuclear Fusion*, 2015, 55(12): 123006
- [169] L. Liu, C. Kessel, V. Chan, Y. Guo, J. Chen, X. Jian, et al. The time-dependent simulation of CFETR baseline steady-state scenarios. *Nuclear Fusion*, 2018, 58(9): 096009
- [170] J. Chen, V. S. Chan, X. Jian, X. Zhang, Q. Ren, G. Li, et al. Integrated modeling of CFETR hybrid scenario plasmas. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(4): 046002
- [171] C. Zhou, L. Zhang, J. Chen, X. Jian, R. Ding, V. Chan. The transport and radiation loss of tungsten impurities in core plasma for the CFETR conventional H-mode scenario. *Plasma Science and Technology*, 2025, 27(10): 104008
- [172] 刘家兴, 朱平. 托卡马克等离子体-器壁自组织效应的集成模拟分析. 见: 四川, 成都, 第一届“磁约束等离子体运行模式和集成模拟”研讨会, 2024
- [173] 郑剑亮, 朱平, 刘家兴, 潘瑾哲, 张登阔, 丁俊翔, 付炜敏, 胡喜平, 李伟庭, 万遂, 七边形超算队. 基于软件云的托卡马克集成模拟开发. 见: 四川, 成都, 第一届“磁约束等离子体运行模式和集成模拟”研讨会, 2024
- [174] C. Tarter. Radiative energy losses from low and moderate Z elements. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1977, 17(4): 531-536
- [175] D. Post, R. Jensen, C. Tarter, W. Grasberger, W. Lokke. Steady-state radiative cool-

- ing rates for low-density, high-temperature plasmas. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1977, 20(5): 397-439
- [176] M. Erba, D. Cherubini, V. V. Parail, E. Springmann, A. Taroni. Development of a non-local model for tokamak heat transport in L-mode, H-mode and transient regimes. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1997, 39(2): 261
- [177] M. Erba, T. Aniel, V. Basiuk, A. Becoulet, X. Litaudon. Validation of a new mixed Bohm/gyro-Bohm model for electron and ion heat transport against the ITER, Tore Supra and START database discharges. *Nuclear Fusion*, 1998, 38(7): 1013
- [178] J. Kinsey, C. Singer, T. Djemil, D. Cox, G. Bateman. Systematic comparison of a theory-based transport model with a multi-tokamak profile database. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(3): 811-819
- [179] J. Weiland, A. B. Jarmen, H. Nordman. Diffusive particle and heat pinch effects in toroidal plasmas. *Nuclear Fusion*, 1989, 29(10): 1810
- [180] H. Nordman, J. Weiland, A. Jarmen. Simulation of toroidal drift mode turbulence driven by temperature gradients and electron trapping. *Nuclear Fusion*, 1990, 30(6): 983
- [181] L. Lao, S. Hirshman, R. Wieland. Variational moment solutions to the Grad-Shafranov equation. *Physics of Fluids*, 1981, 24(8): 1431-1441
- [182] L. Lao, R. Wieland, W. Houlberg, S. Hirshman. VMOMS —A computer code for finding moment solutions to the Grad-Shafranov equation. *Computer Physics Communications*, 1982, 27(2): 129-146
- [183] J. Liu, P. Zhu, D. F. Escande, J. Zhang, D. Xia, Y. Wang, et al. Validation of the plasma-wall self-organization model for density limit in ECRH-assisted start-up of Ohmic discharges on J-TEXT. *Nuclear Fusion*, 2023, 63(9): 096009
- [184] J. Liu, P. Zhu, D. F. Escande, W. Liu, S. Xue, X. Lin, et al. Accessing the density-free regime with ECRH-assisted ohmic start-up on EAST. *Science Advances*, 2026, 12(1): eadz3040

- [185] D. Mueller. The physics of tokamak start-up. *Physics of Plasmas*, 2013, 20(5): 058101
- [186] P. Vries, Y. Gribov. ITER breakdown and plasma initiation revisited. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(9): 096043
- [187] Y. Liang, N. Wang, Y. Ding, Z. Chen, Z. Chen, Z. Yang, et al. Overview of the recent experimental research on the J-TEXT tokamak. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(11): 112016
- [188] J. Zhang, P. Vries, K. Nagasaki, D. Xia, W. Jiang, Z. Wang. Electron cyclotron heating assisted start-up experiments in J-TEXT. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, 48(12): 4397-4501
- [189] J. Zhang, P. D. Vries, K. Nagasaki, D. Xia, W. Jiang, Z. Yang, et al. Experimental study of the electron cyclotron heating assisted start-up on J-TEXT. *Nuclear Fusion*, 2023, 63(7): 076028
- [190] R. Wolf, A. Alonso, S. Akaslompolo, J. Baldzuhn, M. Beurskens, C. Beidler, et al. Performance of Wendelstein 7-X stellarator plasmas during the first divertor operation phase. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(8): 082504
- [191] T. Klinger, T. Andreeva, S. Bozhenkov, C. Brandt, R. Burhenn, B. Buttenschön, et al. Overview of first Wendelstein 7-X high-performance operation. *Nuclear Fusion*, 2019, 59(11): 112004
- [192] M. Preynas, D. Aßmus, H. Igami, S. Kado, S. Kobayashi, S. Kubo, et al. Experimental characterization of plasma start-up using ECRH in preparation of W7-X operation. *EPJ Web of Conferences*, 2015, 87: 02005
- [193] D. F. Escande. Toward tokamaks with higher densities? hal-02929482v1. Preprint. 2020
- [194] D. Xia, F. Cui, C. Liu, Z. Y. Y. J. Z. Wang, the J-TEXT team. The anode power supply for the ECRH system on the J-TEXT tokamak. *Plasma Science and Technology*, 2018, 20(1): 014018

- [195] Y. Wang, L. Gao, P. Shi, X. Xu, Y. Zhou, Q. Yang, et al. Recent progress on the J-TEXT three-wave polarimeter-interferometer. *Plasma Science and Technology*, 2022, 24(6): 064001
- [196] B. Lloyd, G. Jackson, T. Taylor, E. Lazarus, T. Luce, R. Prater. Low voltage Ohmic and electron cyclotron heating assisted startup in DIII-D. *Nuclear Fusion*, 1991, 31(11): 2031
- [197] J. Roth, E. Tsitrone, A. Loarte. Plasma-wall interaction: Important ion induced surface processes and strategy of the EU Task Force. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007, 258(1): 253-263
- [198] Y. Yamamura, H. Tawara. Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1996, 62(2): 149-253
- [199] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing(2nd)*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992
- [200] B. Wan, X. Gong, Y. Liang, N. Xiang, G. Xu, Y. Sun, et al. Advances in the long-pulse steady-state high beta H-mode scenario with active controls of divertor heat and particle fluxes in EAST. *Nuclear Fusion*, 2022, 62(4): 042010
- [201] X. Gong, Y. Song, B. Wan, J. Li, Y. Wan, X. Wu, et al. Overview of recent experimental results on the EAST Tokamak. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(11): 112013
- [202] L. Cao, Z. Zhou, D. Yao. EAST Full Tungsten Divertor Design. *Journal of Fusion Energy*, 2015, 34: 1451-1456
- [203] G. Xu, L. Wang, D. Yao, G. Jia, C. Sang, X. Liu, et al. Physics design of new lower tungsten divertor for long-pulse high-power operations in EAST. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(12): 126070
- [204] D. Yao, G. Luo, S. Du, L. Cao, Z. Zhou, T. Xu, et al. Overview of the EAST in-vessel components upgrade. *Fusion Engineering and Design*, 2015, 98–99: 1692-1695

- [205] S. X. Wang, H. Q. Liu, J. B. Zhang, C. Xu, H. Lian, Z. Y. Zou. A terahertz solid-state source interferometer-polarimeter designed for long pulse discharges on EAST. *Review of Scientific Instruments*, 2024, 95(7): 073504
- [206] H. Liu, Y. Jie, W. Ding, D. Brower, Z. Zou, W. Li, et al. Faraday-effect polarimeter-interferometer system for current density measurement on EAST. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 11D405
- [207] Y. Duan, Z. Hao, L. Hu, L. Wang, P. Xu, L. Xu, et al. Study of the radiated energy loss during massive gas injection mitigated disruptions on EAST. *Journal of Nuclear Materials*, 2015, 463: 727-730
- [208] W. Wen, Y. M. Duan, S. S. Pan, Y. Chao, S. T. Mao, J. Qian, et al. Progress of the bolometer diagnostic system on EAST. *Plasma Science and Technology*, 2024, 26(9): 095102
- [209] L. Zhang, S. Morita, Z. Xu, Z. W. Wu, P. F. Zhang, C. R. Wu, et al. A fast-time-response extreme ultraviolet spectrometer for measurement of impurity line emissions in the Experimental Advanced Superconducting Tokamak. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(12): 123509
- [210] Y. Chen, Z. Wu, W. Gao, L. Zhang, W. Zha. Zeff first measurements in EAST with a multi-channel visible bremsstrahlung new system. *Fusion Engineering and Design*, 2013, 88(11): 2825-2829
- [211] T. F. Ming, W. Zhang, J. F. Chang, J. Wang, G. S. Xu, S. Y. Ding, et al. Improvement of divertor triple probe system and its measurements under full graphite wall on EAST. *Fusion Engineering and Design*, 2009, 84(1): 57-63
- [212] J. Xu, L. Wang, G. Xu, G. Luo, D. Yao, Q. Li, et al. Upgrade of Langmuir probe diagnostic in ITER-like tungsten mono-block divertor on experimental advanced superconducting tokamak. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(8): 083504
- [213] W. Zhang, L. Liu, X. Zhang, C. Qin, H. Yang, the EAST Team. Recent progress in improvement in ion cyclotron range of frequencies coupling and power absorption with new antennas of Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST).

- Nuclear Fusion, 2024, 64(9): 096011
- [214] W. Zhang, G. Antar, Y. Cheng, X. Deng, S. Ju, Y. Kazakov, et al. Recent Progress in ICRF Experiments on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST). EPJ Web of Conferences, 2026, 346: 02004
- [215] L. Liu, Y. Yang, M. Li, W. Ma, H. Sun, T. Zhou, et al. Advances in lower hybrid technology at 4.6 GHz towards long-pulse tokamak operation. Plasma Science and Technology, 2025, 27(12): 125602
- [216] M. Wang, L. Liu, L. Zhao, M. Li, W. Ma, H. Hu, et al. Improvement of lower hybrid current drive systems for high-power and long-pulse operation on EAST. Nuclear Engineering and Technology, 2022, 54(11): 4102-4110
- [217] Y. Xie, C. Hu, S. Liu, Y. Xu, J. Wei, Y. Zhao, et al. Long pulse operation of neutral beam injector on EAST tokamak. Fusion Engineering and Design, 2023, 193: 113744
- [218] Y. Zhao, Z. Chen, Y. Gu, W. Liu, S. Song, Q. Cui. Design of a Fast Control System for the Neutral Beam Injection System at EAST. Fusion Science and Technology, 2025: 1-8
- [219] H. Xu, X. Wang, F. Liu, J. Zhang, Y. Huang, J. Shan, et al. Development and Preliminary Commissioning Results of a Long Pulse 140 GHz ECRH System on EAST Tokamak. Plasma Science and Technology, 2016, 18(4): 442
- [220] W. Wei, B. Ding, X. Zhang, X. Wang, M. Li, E. Kong, et al. Numerical simulation of electron cyclotron current drive characteristics on EAST. Chinese Physics B, 2014, 23(5): 055201
- [221] H. Xu, W. Xu, D. Wu, M. Li, X. Wang, L. Zhang, et al. ECRH system upgrade design using dual frequency gyrotrons for EAST. Fusion Engineering and Design, 2021, 164: 112222
- [222] W. Xu, H. Xu, D. Wu, Y. Yang, J. Zhang, X. Wang, et al. Advances and Prospects of ECRH System on EAST. IEEE Transactions on Plasma Science, 2024, 52(10): 5159-5172

- [223] R. Z. Chen, W. B. Liu, J. P. Qian, B. Zhang, H. J. Sun, Z. P. Luo, et al. Experimental research of ECW pre-ionization and assisted startup in EAST. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(6): 066034
- [224] W. B. Liu, J. P. Qian, H. J. Sun, H.-T. Kim, R. Z. Chen, B. Zhang, et al. ECW assisted plasma startup with low toroidal electric field and full metal wall in EAST superconducting tokamak. *Nuclear Fusion*, 2024, 64(12): 126072
- [225] J. Hu, J. Ren, Z. Sun, G. Zuo, Q. Yang, J. Li, et al. An overview of lithium experiments on HT-7 and EAST during 2012. *Fusion Engineering and Design*, 2014, 89(12): 2875-2885
- [226] X. W. Zheng, J. G. Li, J. S. Hu, J. H. Li, R. Ding, B. Cao, et al. Comparison between gas puffing and supersonic molecular beam injection in plasma density feedback experiments in EAST. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, 55(11): 115010
- [227] N. Asakura. Wall pumping and saturation in divertor tokamaks. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2004, 46(12B): B335-B347
- [228] L. Lao, H. St. John, R. Stambaugh, A. Kellman, W. Pfeiffer. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 1985, 25(11): 1611
- [229] R. Zhang, B. Xiao, Z. Luo. A Flexible Visualization Tool for Rapid Access to EFIT Results. *Plasma Science and Technology*, 2014, 16(4): 396
- [230] H. Xie, R. Ding, A. Kirschner, J. L. Chen, F. Ding, H. M. Mao, et al. ERO modelling of tungsten erosion and re-deposition in EAST L mode discharges. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(9): 092512
- [231] F. Ding, G. Luo, X. Chen, H. Xie, R. Ding, C. Sang, et al. Plasma-tungsten interactions in experimental advanced superconducting tokamak (EAST). *Tungsten*, 2019, 1: 122-131
- [232] F. Casson, C. Angioni, E. Belli, R. Bilato, P. Mantica, T. Odstreil, et al. Theoretical description of heavy impurity transport and its application to the modelling of

- tungsten in JET and ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2014, 57(1): 014031
- [233] A. Kirschner, D. Tskhakaya, S. Brezinsek, D. Borodin, J. Romazanov, R. Ding, et al. Modelling of plasma-wall interaction and impurity transport in fusion devices and prompt deposition of tungsten as application. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2017, 60(1): 014041
- [234] Z. Wen, Y. Chen, L. Zhang. Modeling of tungsten impurity transport and distribution in EAST based on multi-fluid and kinetic Monte Carlo simulations. *AIP Advances*, 2024, 14(5): 055105
- [235] G. Fuchert, S. Bozhenkov, N. Pablant, K. Rahbarnia, Y. Turkin, A. Alonso, et al. Global energy confinement in the initial limiter configuration of Wendelstein 7-X. *Nuclear Fusion*, 2018, 58(10): 106029
- [236] H. Sun, R. Goldston, A. Huber, X. Xu, J. Flanagan, D. McDonald, et al. The role of edge plasma parameters in H-mode density limit on the JET-ILW. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(6): 066009
- [237] S. Tsuji. Experimental scaling of particle confinement in tokamaks. *Fusion Engineering and Design*, 1991, 15(4): 311-324
- [238] S. Gohen, J. Ehrenberg, T. Jones, A. Gondhalekar, M. Bures, P. Coad, et al. Particle balance and wall pumping in tokamaks. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1987, 29(10A): 1205
- [239] A. Tanga, K. Behringer, A. Costley, M. Brusati, B. Denne, A. Edwards, et al. Magnetic separatrix experiments in JET. *Nuclear Fusion*, 1987, 27(11): 1877
- [240] M. Shimada, D. Campbell, V. Mukhovatov, M. Fujiwara, N. Kirneva, K. Lackner, et al. Chapter 1: Overview and summary. *Nuclear Fusion*, 2007, 47(6): S1
- [241] B. Lomanowski, M. Dunne, N. Vianello, S. Aleiferis, M. Brix, J. Canik, et al. Experimental study on the role of the target electron temperature as a key parameter linking recycling to plasma performance in JET-ILW. *Nuclear Fusion*, 2022, 62(6): 066030

- [242] H. Takenaga, K. Nagashima, A. Sakasai, N. Asakura, K. Shimizu, H. Kubo, et al. Particle confinement and transport in JT-60U. *Nuclear Fusion*, 1999, 39(11Y): 1917
- [243] DIVE Group. Divertor experiment in DIVA. *Nuclear Fusion*, 1978, 18(12): 1619
- [244] M. Gilbert, S. Dudarev, S. Zheng, L. Packer, J.-C. Sublet. An integrated model for materials in a fusion power plant: transmutation, gas production, and helium embrittlement under neutron irradiation. *Nuclear Fusion*, 2012, 52(8): 083019
- [245] A. Mavrin. New analytic representation of the thermonuclear reaction rates. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60(9): 092001
- [246] C. Zhou, J. Chen, V. Chan, X. Jian, G. Zhuang. Optimizations of CFETR steady state H-mode scenario with localized reversed shear enhanced internal transport barrier. *Physics of Plasmas*, 2022, 29(2): 022505
- [247] J. Chen, V. S. Chan, X. Jian, X. Zhang, Q. Ren, G. Li, et al. Integrated modeling of CFETR hybrid scenario plasmas. *Nuclear Fusion*, 2021, 61(4): 046002

答辩委员会决议

该论文采用跨装置实验验证、理论分析和集成模拟相结合的方法，系统研究等离子体-器壁自组织杂质辐射效应对密度极限的影响，选题具有重要科学意义和应用前景。论文主要工作和创新点如下：

- (1) 在 J-TEXT 和 EAST 装置上实验验证了等离子体-器壁自组织理论，并在 EAST 装置上突破了 Greenwald 密度极限，证实了密度自由区的存在。
- (2) 发展了基于等离子体-器壁相互作用模型的密度极限功率定标律，并与实验数据定量符合，获得了包含等离子体-器壁自组织效应的聚变点火条件。
- (3) 建立了包含等离子体-器壁自组织杂质输运及辐射效应的集成模拟模型，获得了燃烧等离子体装置的密度自由区。

论文写作规范，逻辑清晰，实验设计严谨，理论推导严密，数据分析充分，达到了工学博士学位论文水平。论文答辩过程中，该生陈述清楚，回答问题准确，表明其在磁约束聚变等离子体相关领域具有扎实的理论基础和科研能力，具备独立从事科学研究工作的能力。

答辩委员会经无记名投票同意通过刘家兴同学博士学位论文答辩，建议授予其工学博士学位。

答辩总体评价（请按百分制）：93.3

答辩委员会主席（签名）：

答辩日期：2026 年 5 月 8 日

附录 2 攻读博士学位期间取得的研究成果

发表论文

- [1] **Jiaxing Liu**, Ping Zhu, Dominique Franck Escande, Wenbin Liu, Shiwei Xue, Xin Lin, Panjun Tang, Liang Wang, Ning Yan, Jinju Yang, Yanmin Duan, Kai Jia, Zhenwei Wu, Yunxin Cheng, Ling Zhang, Jinping Qian, Rui Ding, Ruijie Zhou, Accessing the density-free regime with ECRH-assisted ohmic start-up on EAST, *Science Advances*, 2026, 12(1):eadz3040 (SCI 源刊; IF:14.1; 署名单位: 华中科技大学)
- [2] **Jiaxing Liu**, Ping Zhu, Dominique Franck Escande, Power dependence of the density limit due to plasma-wall interactions in a burning plasma, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2025, 67(8):085022 (SCI 源刊; IF:2.3; 署名单位: 华中科技大学)
- [3] **Jiaxing Liu**, Ping Zhu, Dominique Franck Escande, Junli Zhang, Donghui Xia, Yuhan Wang, Jiaming Wang, Qinghu Yang, Jiangang Fang, Xiaoqing Zhang, Li Gao, Zhifeng Cheng, Zhipeng Chen, Zhoujun Yang, Zhongyong Chen, Yonghua Ding, Yuan Pan, Validation of the plasma-wall self-organization model for density limit in ECRH-assisted start-up of Ohmic discharges on J-TEXT, *Nuclear Fusion*, 2023, 63(9):096009 (SCI 源刊; IF:3.4; 署名单位: 华中科技大学)
- [4] **Jiaxing Liu**, Ping Zhu, Haolong Li, Two-dimensional shaping of Solov'ev equilibrium with vacuum using external coils, *Physics of Plasmas*, 2022, 29(8):084502 (SCI 源刊; IF:2.2; 署名单位: 华中科技大学)

合作发表论文

- [1] Zitong Qu, Ping Zhu, Zhipeng Chen, Haolong Li, **Jiaxing Liu**, A weighted matching scheme of magnetic coil design for FRC shaping control, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2025, 67(1):015021 (SCI 源刊; IF:2.3; 署名单位: 华中科技大学)
- [2] Abba Alhaji Bala, Ping Zhu, Haolong Li, Yonghua Ding, **Jiaxing Liu**, Sui Wan, Ying He, Da Li, Nengchao Wang, Bo Rao, Zhijiang Wang, Quasi-static magnetic compres-

sion of field-reversed configuration plasma: amended scalings and limits from two-dimensional MHD equilibrium, *Plasma Science and Technology*, 2023, 25(2):025106 (SCI 源刊; IF:1.8; 署名单位: 华中科技大学)

- [3] Ping Zhu, Jun Liang, **Jiaxing Liu**, Sui Wan, and Eric Donovan, Auroral signatures of ballooning instability and plasmoid formation processes in the near-Earth magnetotail, *Journal of Geophysical Research - Space Physics*, 2026, 131(4):e2026JA035174 (SCI 源刊; IF:2.9; 署名单位: 华中科技大学)

已投稿论文

- [1] Fangyuan Ma, Ping Zhu, and **Jiaxing Liu**, Effects of neoclassical viscosity on plasma flow evolution in the presence of resonant magnetic perturbation in a tokamak, submitted to *Plasma Physics and Controlled Fusion* (2026) (SCI 源刊; IF:2.3; 署名单位: 华中科技大学)

国内外会议报告

- [1] Validation of plasma-wall self-organization theory by high density limits achieved on EAST, **30th IAEA Fusion Energy Conference**, Chengdu, China, October 13-18, 2025, EX-S-P5. (海报)
- [2] Validation of the plasma-wall self-organization model for density limit in ECRH-assisted start-up discharges on J-TEXT, **8th Asia Pacific Conference on Plasma Physics**, Malacca, Malaysia, November 3-8, 2024, MF2-I20. (邀请报告)
- [3] 托卡马克等离子体-器壁自组织效应的集成模拟分析, **第一届磁约束等离子体运行模式和集成模拟研讨会**, 四川, 成都, 2024年8月23日-25日 (海报)
- [4] Validation of the plasma-wall self-organization model for density limit in ECRH-assisted start-up discharges on J-TEXT, **7th Asia Pacific Conference on Plasma Physics**, Nagoya, Japan, November 12-17, 2023, MF-17-O1. (口头报告)
- [5] Effects of plasma-wall self-organization on density limit and ignition condition of a burning tokamak plasma, **65th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics**, Denver, USA, October 30-November 3, 2023, YO05.00005. (口头报告)

附录 3 公开发表的学术成果与博士学位论文的关系

序号	成果名称	成果形式	成果主要内容	与学位论文对应的关系
1	Validation of the plasma-wall self-organization model for density limit in ECRH-assisted start-up of Ohmic discharges on J-TEXT	期刊论文	提出了一种可有效提高密度极限的实验方案，并在 J-TEXT 装置上验证了 PWSO 模型的有效性。	论文第 3.2 节
2	Accessing the density-free regime with ECRH-assisted Ohmic start-up on EAST	期刊论文	在 EAST 上实现了 1.30-1.65 倍 Greenwald 密度极限的运行，证实了 PWSO 模型所预测密度自由区的存在。	论文第 3.3 节
3	Power dependence of the density limit due to plasma-wall interactions in a burning plasma	期刊论文	基于 PWSO 理论得到了密度极限的加热功率依赖关系，且与托卡马克 ASDEX 及仿星器 W7-AS 数据吻合较好。	论文第 4 章
4	《氘氘聚变等离子体中磁流体过程的理论和模拟研究课题》绩效评价报告	研究报告	发展包含 PWSO 模块的集成模拟程序，分析了 CFETR 设计参数下的密度极限依赖关系，为聚变堆高密度运行方案设计提供了模拟支撑。	论文第 5 章

附录 4 攻读学位期间参加的科研项目

1. 国家磁约束核聚变能发展研究专项课题

项目名称：氘氚聚变等离子体辐射与磁流体过程相互作用的理论模拟研究

项目编号：No. 2019YFE03050004

起止时间：2020 年 12 月至 2025 年 11 月

担任角色：课题骨干

2. 华中科技大学-华为鲲鹏[®]腾科教创新项目课题

项目名称：磁流体模拟程序的鲲鹏[®]腾环境迁移研究

起止时间：2025 年 6 月至 2026 年 2 月

担任角色：课题骨干

3. 华中科技大学电气与电子工程学院青年基础研究项目

项目名称：托卡马克脱靶运行模式的密度自由路径

起止时间：2024 年 7 月至 2025 年 6 月

担任角色：负责人

附录 5 中英文缩写对照表

缩写	英文全称 (中文全称)
CFETR	China Fusion Engineering Test Reactor (中国聚变工程试验堆)
CFEDR	China Fusion Engineering Demo Reactor (中国聚变工程示范堆)
EAST	Experimental Advanced Superconducting Tokamak (先进实验超导托卡马克)
ECRH	Electron Cyclotron Resonance Heating (电子回旋共振加热)
ICRH	Ion Cyclotron Resonance Heating (离子回旋共振加热)
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor (国际热核聚变实验堆)
JET	Joint European Torus (欧洲联合环)
J-TEXT	Joint Texas Experimental Tokamak (联合德克萨斯实验托卡马克)
LCFS	Last Closed Flux Surface (最外闭合磁面)
MARFE	Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge (多面不对称边缘辐射)
MHD	Magnetohydrodynamics (磁流体动力学)
NBI	Neutral Beam Injection (中性束注入)
PWI	Plasma-Wall Interaction (等离子体-器壁相互作用)
PWSO	Plasma-Wall Self-Organization (等离子体-器壁自组织)
SOL	Scrape-Off Layer (刮削层)
W7-AS	Wendelstein 7-AS (温德尔斯坦 7-AS 仿星器)
W7-X	Wendelstein 7-X (温德尔斯坦 7-X 仿星器)
ASDEX	Axially Symmetric Divertor Experiment (轴对称偏滤器实验装置)
AUG	ASDEX Upgrade (ASDEX 升级装置)
MMM95	Multi-Mode Model version 1995 (多模式输运模型 1995)