

《物理学报》创刊 90 周年

## 磁约束燃烧等离子体物理的现状与展望\*

孙有文 仇志勇 万宝年†

(中国科学院合肥物质科学院研究院, 等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2024 年 6 月 14 日收到; 2024 年 8 月 5 日收到修改稿)

本文从设计和运行托卡马克聚变堆需求的角度, 简要概述了托卡马克高约束运行方案和高能量粒子约束涉及的关键物理的发展现状和挑战. 过去几十年中, 托卡马克高约束模式物理研究取得了重要进展, 明确了聚变堆运行区的主要稳定性和约束的限制条件及其性能优化的主要调控手段, 发展了感应、混合和稳态等若干可能适用于未来托卡马克聚变堆的运行方案. 在反应堆阿尔法粒子加热主导的条件下, 潜在主导阿尔法粒子输运损失的阿尔芬不稳定性的线性谱特征和激发机制得到了充分的理解; 在阿尔芬不稳定性的非线性饱和、阿尔法粒子约束, 及通过加热沉积和微观湍流对等离子体约束的影响等方面开展了大量的实验和理论探索. 当前, 磁约束聚变物理已进入临近点火燃烧等离子体研究的新阶段, 面临着全新的挑战, 如: 聚变堆条件下如何实现高能量阿尔法粒子对等离子体有效自加热; 在阿尔法粒子自加热为主条件下, 如何通过调控等离子体关键参数分布维持等离子体稳定性和高约束性能, 实现聚变堆高效安全运行; 能否建立全尺度模型, 实现聚变堆复杂等离子体的长时间动力学过程的准确预测等. 这些关键问题的解决, 可为未来聚变堆的设计和运行奠定坚实的物理基础, 同时推动等离子体学科的发展.

**关键词:** 磁约束核聚变, 托卡马克, 燃烧等离子体物理, 运行方案**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.55.Pi, 52.55.Tn**DOI:** 10.7498/aps.73.20240831

## 1 引言

核聚变能具有资源丰富、清洁和安全等突出优点, 是构建低碳能源体系的重要途径之一, 对人类的科技进步、经济可持续发展具有重要的战略意义. 核聚变主要是通过两个较轻的原子核(如氘和氚)克服相互之间的库仑力结合成较重的原子核(氦或称为阿尔法粒子), 同时释放出巨大能量的核反应过程. 尽管 20 世纪就利用这一核反应研制出了氢弹, 如何实现可控的聚变、和平利用聚变能依然是一个尚未解决的重大难题. 磁约束是其中一个重要的可控聚变途径. 磁约束聚变堆原理是利用合适的磁场位型约束高温等离子体使其达到并维持聚变反应的点火或自持燃烧条件, 即等离子体的

平均离子温度 ( $T_i$ )、密度 ( $n_e$ ) 和能量约束时间 ( $\tau_E$ ) 的三者乘积大于  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{keV} \cdot \text{s}$  左右. 在氘氚聚变的自持燃烧条件下, 无需外部加热, 利用聚变产生的高能量阿尔法粒子自加热等离子体维持等离子体燃烧条件, 同时, 将聚变产生的中子携带的能量输出用于发电.

磁约束聚变能研究在过去的几十年中取得了重要进展<sup>[1,2]</sup>, 其中托卡马克(图 A1)<sup>[3]</sup>是一种轴对称的环形磁约束位型, 因其优越的约束和稳定性性能, 得到了迅速发展, 并在所有磁约束位型中取得了最高的聚变三乘积<sup>[4]</sup>. 20 世纪 90 年代, 欧盟的 JET<sup>[5]</sup> 和美国的 TFTR<sup>[6]</sup> 装置上均成功开展了氘氚聚变反应实验, 其中 JET 装置上实现聚变峰值功率产出 16.7 MW、能量增益  $Q$  接近 1 的氘氚聚变等离子体运行, 验证了基于氘氚反应的磁约束聚

\* 安徽省自然科学基金(批准号: 2208085J39)和国家自然科学基金(批准号: 12275236)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bnwan@ipp.ac.cn

变能利用的可行性. 这些进展, 促使各国积极推进国际合作项目——国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划, 以期实现氘氚聚变功率 500 MW、能量增益  $Q \geq 10$  燃烧等离子体的科学目标, 验证托卡马克作为聚变堆的科学技术可行性<sup>[7]</sup>. 近几年来, 世界多个国家和地区陆续制定了基于磁约束聚变堆发电的路线图<sup>[8-10]</sup>, 并吸引了大量私人资本的投资<sup>[11]</sup>, 磁约束聚变能开发进入一个新的快速发展阶段.

ITER 计划将于 21 世纪 30 年代开始氘氚燃烧运行<sup>[12]</sup>, 磁约束聚变已进入临近点火燃烧等离子体研究的新阶段, 面临着全新的挑战. 燃烧等离子体的特征是聚变产生的阿尔法粒子主导加热过程, 并自洽地决定了等离子体动力学平衡. 聚变反应率近似正比于等离子体密度和离子温度乘积的平方, 所以聚变阿尔法粒子的产生近似于等离子体压强的平方; 阿尔法粒子的加热功率沉积反过来会决定等离子体的压强剖面, 形成了一个强耦合的自组织系统. 理解高能量阿尔法粒子与热等离子体复杂相互作用的机理, 探索燃烧等离子体关键分布参数调控方案, 提升阿尔法粒子对等离子体自加热效果, 实现聚变堆的高参数长时间运行等, 是燃烧等离子体所面临的关键物理问题. 本文将重点从设计和运行托卡马克聚变堆需求的角度, 对托卡马克高

约束运行方案和高能量粒子与等离子体相互作用中涉及的关键物理的发展现状和前沿挑战进行简要的概述.

## 2 托卡马克聚变堆运行需求

过去几十年, 托卡马克物理研究主要成就可以归纳为: 明确了聚变堆运行区的主要限制条件, 寻找到了提升等离子体稳定性和约束性能的途径, 并通过参数分布优化探索出了适合聚变堆运行的若干先进方案. 综合稳定性极限和约束定律等已经取得的研究成果, 可以给出聚变功率、聚变三乘积和能量增益因子与装置工程和归一化物理参数的依赖关系, 从而能够确定适合聚变堆运行的归一化参数区, 具体见附录 A.

理想的聚变堆运行方案需要同时满足若干稳定性和约束性能的限制条件. 图 1 显示了在给定装置尺寸和纵场强度条件下适合托卡马克聚变堆运行的参数区间示意图. 分别取  $(q_{95}^{-1}, \beta_N)$  为横、纵坐标, 其中  $q_{95}$  为归一化极向磁通 95% 的边界处安全因子,  $\beta_N$  为归一化比压, 具体定义见附录 A. 图中大致给出了几个主要的托卡马克聚变堆运行限制条件 (由附录 A 中的方程 (A1)–(A7) 确定):

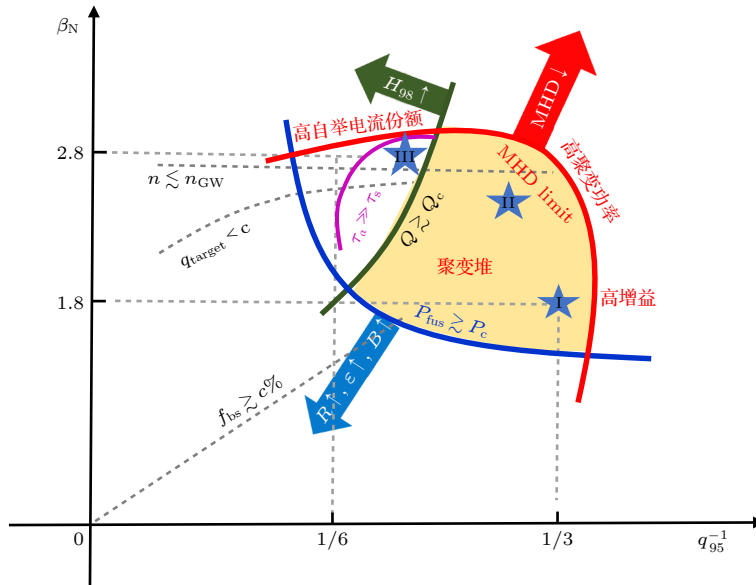


图 1 托卡马克聚变堆运行的归一化参数区  $(q_{95}^{-1}, \beta_N)$  示意图, 其中不同曲线代表一个理想的聚变堆需要满足的不同等离子体物理限制条件的示意分布, 如最低聚变功率需求 (蓝色曲线), 稳定性极限制 (红色曲线), 最低聚变增益因子需求限制 (绿色曲线) 和高能量粒子约束限制 (紫色曲线), 以及其他一些限制条件 (灰色虚线) 等

Fig. 1. A schematic plot of operational window of a tokamak fusion reactor in terms of normalized parameters  $(q_{95}^{-1}, \beta_N)$ . Different constraints from plasma physics for a fusion reactor, e.g. threshold fusion power (blue curve), stability limit (red curve), threshold fusion gain (green curve), limits from a particle confinement (purple curve), and some other constraints (gray dashed curves) etc.

1) 为了满足最低聚变功率<sup>[13]</sup>需求, 需要运行在蓝色曲线以上; 2) 为满足各种宏观不稳定性的限制<sup>[14,15]</sup>, 需要运行在红色曲线以下; 3) 考虑托卡马克约束定标律<sup>[16]</sup>, 为了满足聚变增益阈值的需求, 需要运行在绿色线的右下方; 4) 考虑聚变阿尔法粒子的约束<sup>[17]</sup>, 需要运行在紫色线的右下角. 一个理想的聚变堆的运行区, 至少需要同时满足以上这些稳定性和约束输运过程决定的限制条件. 除此之外, 还有一些其他的重要限制条件. 如果考虑氘氚最佳反应截面对应的等离子体温度, 归一化密度极限<sup>[18]</sup>也会给出一个比压  $\beta_N$  上限 (灰色虚横线),  $\beta_N$  的稳定性上限由磁流体不稳定性和密度极限二者的最低值决定. 如果需要通过物理研究, 提升系统的稳定性比压极限 (提升  $\beta_N$  上限, 将红色曲线向右上移动) 和约束性能 (提升  $H_{98}$ , 将绿色曲线往左移动), 从而降低托卡马克聚变堆装置对尺寸和纵场强度的需求. 关键科学问题是如何利用各种手段来优化等离子体电流密度、密度、温度以及旋转等参数分布, 降低等离子体输运水平、提升约束性能、避免或主动控制宏观不稳定性、以及如何解决热和粒子的排除问题等.

近年来, 托卡马克物理研究主要致力于通过参数分布优化, 改变这些限制条件以拓宽适合聚变堆运行的区间. 从图 1 可知, 如果仅仅从实现聚变功率输出的角度, 最简单的方法是可以建设大尺寸、强场装置来实现 (提升  $R$ ,  $B_T$ ,  $\epsilon$  等工程参数, 将蓝色曲线往左下移动), 但是, 这样会增加工程难度和建设成本. 如果从聚变堆经济性的角度来看, 则需要通过物理研究, 提升系统的稳定性比压极限 (提升  $\beta_N$  上限, 将红色曲线向右上移动) 和约束性能 (提升  $H_{98}$ , 将绿色曲线往左移动), 从而降低托卡马克聚变堆装置对尺寸和纵场强度的需求. 关键科学问题是如何利用各种手段来优化等离子体电流密度、密度、温度以及旋转等参数分布, 降低等离子体输运水平、提升约束性能、避免或主动控制宏观不稳定性、以及如何解决热和粒子的排除问题等.

### 3 高约束运行方案物理研究进展与挑战

经过聚变界几十年的努力, 如图 1 中分别标记为 I, II, III 的 3 个五角星位置所示, 确定了 ITER 的感应、混合和稳态 3 种主要的运行方案 (scenario)<sup>[23]</sup>. 它们代表了不同的等离子体约束状态, 不同状态之间的转换通常不是线性过渡的, 涉及复杂的等离子

体不稳定性及约束输运过程的非线性物理. 以下简要概述这些运行方案的发展历程、主要不稳定性与约束性能特点以及面临的科学挑战.

#### 3.1 高约束模式与感应运行方案进展和挑战

20 世纪 80 年代初, 德国的 ASDEX 托卡马克装置在偏滤器位型下, 发现了高约束模式 (H-mode)<sup>[24]</sup>, 该约束模式下能量约束时间相比低约束模式 (L-mode) 提高了 1 倍, 同等聚变功率下可以大幅度降低聚变堆的装置规模, 是托卡马克发展史上的一个重要里程碑. 高约束模式典型的特征是在等离子体边界处形成了一个台基型 (pedestal) 压力分布的边界输运垒 (ETB), 其形成机理与边界处较大的径向电场及其剪切抑制边界湍流输运有关<sup>[25,26]</sup>. 随后国际上各大装置陆续均实现了高约束模式运行, 并具有很好的可重复性, 极大地增强了建设基于托卡马克位型磁约束聚变堆的信心.

基于多个装置实验结果, 总结出了高约束模式能量约束时间的实验定标律<sup>[16]</sup>, 接近理论上的回旋玻姆定标律<sup>[27]</sup>, 相较于低约束模式对应的玻姆定标律, 约束性能有了较大的提升. 这一运行方案又被称为感应运行方案, 因其需要环向感应电场驱动电流, 典型的  $q$  分布和压力分布如图 2 中的红色曲线所示. 从图 1 可以看出, 这一运行方案最易获得高增益, 且具有良好的实验基础和物理理解, 因此, ITER 计划采用这一方案作为基准运行方案实现增益  $Q = 10$  的科学目标<sup>[7,12,23]</sup>. 美国正在建设

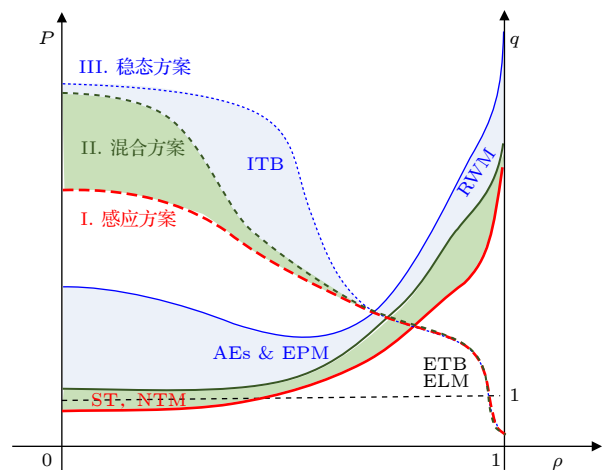


图 2 感应 (红色)、混合 (绿色) 和稳态 (蓝色) 运行方案的  $q$  分布 (实线) 和压力分布 (虚线) 示意图

Fig. 2. A schematic plot of  $q$  (solid lines) and pressure (dashed lines) profiles for inductive (red), hybrid (green) and steady state (blue) scenarios.

的 SPARC 装置也将采用这一感应运行作为基准运行方案<sup>[28]</sup>. 通过优化控制, 还有可能在此基础上发展出先进的感应运行模式, 预计 ITER 甚至可以达到  $Q = 20$  的水平<sup>[23]</sup>.

基于感应运行模式的 ITER 基准运行方案虽然有利于实现高增益, 但也面临着巨大的挑战. 为了避免扭曲模不稳定性, 边界安全因子选在  $q_{95} = 3$  左右, 主要比压极限受限于新经典撕裂模 (NTM) 不稳定性<sup>[29]</sup>. 在高比压下, 误差场容易造成新经典撕裂模锁模<sup>[30]</sup>, 引起等离子体大破裂并威胁装置安全, 特别是在低动量注入条件下会面临严峻的挑战<sup>[31]</sup>. 由于感应驱动电流  $J_{oh} \propto T_e^{3/2}$ , 感应运行方案的电流分布较为峰化, 芯部安全因子通常小于 1, 存在锯齿不稳定性崩塌, 特别是未来堆条件下高能阿尔法粒子对锯齿的致稳作用有可能产生巨锯齿<sup>[32]</sup>, 其崩塌过程可能会激发新经典撕裂模, 进而导致锁模破裂<sup>[33]</sup>. 过去二十年中, 利用局域电流驱动和加热的电子回旋波实现了对锯齿和新经典撕裂模的有效主动控制<sup>[34]</sup>, 将会是 ITER 上主要的主动控制方案. 近期研究主要集中在如何根据等离子体响应快速精确调控波的沉积位置来提升新经典撕裂模的主动控制效率<sup>[35]</sup>; 通过联合使用共振磁扰动锁相<sup>[36]</sup> 有望进一步提升控制效果; 此外, 温度扰动的非线性自增强导致的射频电流凝聚效应<sup>[37,38]</sup> 可以降低对波的沉积位置精度的要求. 由于边界输运垒的存在, 通常会伴随着幅度较大的第一类边界局域模<sup>[39]</sup> (因此, 这一模式又被称为具有边界局域模的高约束模式, ELMy H-mode). 第一类边界局域模会造成边界输运垒周期性的崩塌, 在面向等离子体部件特别是偏滤器上带来巨大的瞬态热负荷, 是未来聚变堆面临的一大挑战<sup>[40]</sup>. 过去二十几年中发展了多种边界局域模控制手段, 其中共振磁扰动方法可有效实现边界局域模的完全抑制<sup>[41,42]</sup> 或缓解<sup>[43]</sup>, 已被 ITER 采用<sup>[44]</sup>. 此外, 由于基准运行方案的感应电流驱动受中心螺管线圈磁通的限制, 托卡马克聚变堆如果采用这种运行方案, 只能脉冲运行. 虽然基准运行方案可以获得最高的聚变增益, 以上这些挑战意味着还需要发展新的聚变堆运行方案. 图 2 中展示了通过芯部电流分布优化发展的其他先进运行方案.

### 3.2 先进运行方案进展和挑战

自 20 世纪 90 年代以来, 国际多个托卡马克装

置在探索完全非感应电流驱动<sup>[45]</sup> 的稳态 (steady state) 先进运行模式方面取得了重要进展. 外部射频波等加热和电流驱动手段可以提供一定的非感应电流驱动, Tore Supra<sup>[46]</sup> 和 EAST<sup>[47,48]</sup> 装置利用高功率射频波实现了长脉冲高参数运行. 但是, 未来聚变堆中的射频波驱动电流的效率还不能完全满足要求, 特别是在聚变堆高密度运行条件下难以驱动电流. 低碰撞率区间新经典输运效应导致等离子体自身产生的自举电流 (bootstrap current)  $J_{bs} \propto P'$ <sup>[49,50]</sup>, 是非感应电流驱动的重要组成部分, 成为实现装置稳态运行的主要手段<sup>[19]</sup>. 日本的 JT-60U<sup>[20,51,52]</sup> 和美国的 DIII-D<sup>[53-56]</sup> 装置上开展了大量的稳态运行方案的研究. 这一运行方案中, 自举电流的份额可以超过 60%, 甚至达到 100%<sup>[57]</sup>.

稳态运行模式最主要的特征是芯部存在反剪切的  $q$  分布和内部输运垒 (ITB), 输运垒陡峭压力梯度驱动离轴分布的自举电流有可能维持一个反剪切  $q$  分布, 从而形成一个自洽平衡的新位型, 也被称为甚高约束模式 (VH-mode)<sup>[53]</sup>, 由于同时具有高  $\beta_p$  也被称为高极向比压模式, 如图 2 中蓝色曲线所示. 这种反磁剪切平衡位型在输运垒处的弱磁剪切和陡峭压力分布带来的 Shafranov 位移、局域磁剪切增强以及测地曲率漂移驱动下降等几何效应<sup>[58]</sup>, 对离子温度梯度模、捕获电子模和高环向模数  $n$  的气球模等各种微观不稳定性具有致稳作用, 在内部输运垒的形成过程中起到了至关重要的作用<sup>[59]</sup>; 反剪切分布  $q$  最小值在有理面附近改变极向旋转引起较大的电漂移旋转剪切<sup>[60,61]</sup>, 以及带状流<sup>[62]</sup> 等效应对湍流具有致稳作用<sup>[63,64]</sup>. 压强梯度区的输运水平会下降到新经典输运水平之下, 在芯部引起一种正反馈的约束改善过程, 形成一种自洽高约束状态的平衡位型. 由于这种运行模式可以实现以自举电流为主的完全非感应电流驱动, 有望克服托卡马克聚变堆只能脉冲运行的缺陷. ITER 稳态运行模式的  $q_{95} = 5-6$ , 相较于基准运行模式有所提升, 会降低聚变增益, 但是, 其优越的约束性能可以弥补部分增益降低, 预计在 ITER 的稳态运行方案下实现能量增益因子达到  $Q = 5$  超过千秒的长脉冲运行<sup>[19,23]</sup>.

然而, 稳态运行方案也存在巨大的挑战. 由于这种反磁剪切位型的内感 ( $l_i$ ) 较低, 且归一化比压 ( $\beta_N$ ) 较高, 容易超过理想磁流体不稳定性的比压极限, 激发电阻壁模 (RWM)<sup>[65]</sup>, 引起等离子体破

裂. 特别是在高比压、低动量注入条件下, 误差场容忍度急剧下降<sup>[66]</sup>, 需要进行动态误差场矫正或直接对电阻壁模进行反馈控制<sup>[67]</sup>, 以维持稳定运行. 这一运行模式还需要维持最小  $q$  值大于 2, 否则容易激发双撕裂模导致破裂<sup>[30]</sup>. 反剪切的磁场位型还容易激发各种阿尔芬本征模, 引起高能粒子损失<sup>[17]</sup>. 内部输运垒也会降低杂质离子输运水平, 容易造成重金属杂质聚芯, 引起输运垒的崩塌, 甚至等离子体大破裂. 这种运行方案需要特殊的电流密度和旋转分布控制, 如在放电早期等离子体电流的快速上升、离轴切向注入的中性束加热等技术手段, 对未来聚变堆来说都极具挑战. 当前装置内部输运垒的功率阈值定标律结果显示阈值功率随着密度和纵场的增大而增大(随  $\rho_*$  的降低而增大), 且目前尚难以实现长时间(超过电流扩散时间)维持这种反剪切的电流密度分布<sup>[68]</sup>. 此外, 在长脉冲高约束运行条件下, 热和粒子的排除也将会成为一个巨大的挑战<sup>[21,69]</sup>. 由于等离子体电流稍低, 高比压运行还容易超过密度极限<sup>[18]</sup>. 在燃烧等离子体条件下, 等离子体加热完全来自聚变产生的阿尔法粒子的自加热, 在这一条件下, 如何调控等离子体参数分布实现这种约束模式仍然是一个有待探索的问题.

20 世纪 90 年代后期, 实验上还发现了一个介于感应运行和稳态运行方案之间的混合 (hybrid) 运行的新型约束改善方案<sup>[70-73]</sup>. 混合运行方案芯部安全因子分布非常平坦、且接近 1, 同时伴随芯部约束性能改善, 通常和稳态运行模式类似, 也会形成内部输运垒结构, 只是更加靠近芯部, 也有些情况只是芯部约束改善没有形成内部输运垒, 如图 2 中的绿色线所示. 芯部约束改善物理机理和稳态运行方案中类似, 但是由于最小  $q$  接近 1, 较稳态运行低, 压力梯度相关的局域磁剪切致稳效应存在一定的差异. 由于通常在等离子体芯部存在内扭曲模、鱼骨模等磁流体不稳定性, 可以阻碍芯部的安全因子进一步降低, 维持一个较长时间稳定的芯部约束改善的高约束等离子体平衡<sup>[70]</sup>, 且也有可能实现完全非感应的稳态运行<sup>[74]</sup>. 这一运行方案下的新经典撕裂模会限制所获得的等离子体比压上限. 其约束性能  $H_{98}$  和自举电流份额以及聚变增益等均介于感应运行和稳态运行方案之间. 最近, JET 的第二轮氦氦实验显示了混合运行方案下取得了最高氦氦反应功率<sup>[75]</sup>. 混合运行方案对未来

聚变堆也具有比较大的吸引力.

### 3.3 未来聚变堆运行挑战

前面提到的未来聚变堆可能采用的 3 种运行方案各具特色和优势, 基准运行方案有利于获得更高参数和更高的  $Q$ ; 稳态运行方案具有较高自举电流份额, 有利于实现长时间稳态运行; 混合运行方案介于两者之间, 有利于获得较高的聚变功率. 其中, 基准运行方案是最成熟的, 其他两种实现需要合适的电流分布调节, 未来堆条件下, 能否调节电流分布, 依然存在不确定性. 需要结合聚变堆的需求定位选择合适的运行方案, 并针对其中的挑战给出有效的解决方案.

考虑到未来聚变演示堆级的装置上有可能完全不允许出现第一类边界局域模<sup>[76]</sup>, 亟待在类似 ITER 的条件下利用共振磁扰动线圈有效抑制边界局域模、避免边界输运垒崩塌<sup>[77]</sup>, 与此同时, 还需要通过主动调节边界处参数分布, 发展小/无边局域模的高约束模式方案, 如准静态高约束模式 (QH-mode)<sup>[78]</sup> 和改善约束模式 (I-mode)<sup>[79]</sup> 等系列新运行方案.

为了避免氦滞留的问题, 未来聚变堆将采用全金属第一壁材料和偏滤器. 近年来, JET 和 ASDEX 的实验结果显示金属壁条件下, 和之前的碳壁条件相比, 等离子体整体约束性能大幅下降<sup>[80]</sup>, 金属壁下的约束定标律也会发生改变<sup>[81]</sup>. 如何在金属壁条件下, 提升约束性能是当前聚变界面的一大挑战, 这一点在最新的 ITER 计划更新中被列入高优先级的研究课题<sup>[82]</sup>.

未来聚变堆进入燃烧等离子体状态, 由于加热过程为阿尔法粒子自加热主导, 燃料控制也难以快速改变聚变反应率, 如何对其燃烧进行快速反馈控制, 将是未来聚变堆一个重要的研究课题, 需要探索有效的控制方法, 如外加共振磁扰动或许可以通过直接影响高能阿尔法粒子约束和相空间分布<sup>[83]</sup>, 达到快速反馈控制的作用.

为规避未来聚变堆运行风险, 亟需提升当前实验结果向未来装置外推的可靠性, 并提升模型预测的准确性. 为支持未来聚变堆研究, 在实验运行上, 需要在当前装置上开展各种不同方案运行极限的探索<sup>[84]</sup>, 为未来聚变堆设计运行提供稳定性边界的实验基础; 在关键物理研究上, 需要加强基于物理归一化参数 (归一化碰撞率  $\nu_*$ 、归一化回旋半径

$\rho_*$ 等) 的稳定性规律和约束定标律研究<sup>[27]</sup>; 在理论模拟与预测方面, 由于跨越多尺度的稳定性和输运非线性物理过程, 需要发展集成模拟方案<sup>[85,86]</sup>, 提升聚变堆的模拟分析和预测能力; 同时, 还要积极发展基于第一性原理的大型回旋动理学模拟程序<sup>[87,88]</sup>, 对集成模拟中的准线性输运模型进行校验. 这些基础物理的研究不仅可以推动复杂非线性等离子体科学的发展, 也为未来聚变堆的设计和运行奠定坚实的物理基础.

## 4 阿尔法粒子相关物理

燃烧等离子体最主要的特征是存在大量兆电子伏特 (MeV) 级的高能量粒子, 尤其是聚变阿尔法粒子, 其能量密度占等离子体总能量密度的相当比例, 并通过库仑碰撞等过程主导等离子体加热, 维持反应堆自持燃烧<sup>[89-91]</sup>. 涉及两方面的关键问题: 1) 高能量阿尔法粒子能否在被排出主等离子体之前 (氦灰排出), 将其能量和动量传递给主等离子体, 以维持反应堆的燃烧条件; 2) 在更长时间尺度上, 高能量粒子及其激发的不稳定性与微观湍流及输运的相互作用, 是否会影响聚变反应率<sup>[92,93]</sup>. 其中, 由于阿尔法粒子输运损失可能导致自持燃烧条件的破坏和第一壁的超高负荷, 上述问题 1) 决定了燃烧等离子体运行特有的稳定性边界, 也是狭义上常说的“燃烧等离子体物理”; 而问题 2) 则相对缓和地影响反应堆的运行区间, 与第 3 节讨论的内容紧密相关. 本节将对阿尔法粒子与多尺度不稳定性相互作用, 并对影响反应堆运行的潜在物理规律做简单介绍. 对于更加开放的问题, 如不同加热模式的组合以实现更高的燃烧率; 对高能量粒子相空间调控以优化阿尔法粒子的约束和自加热等<sup>[91,94]</sup>, 本文不做探讨.

### 4.1 聚变阿尔法粒子产生的不稳定性

聚变阿尔法粒子的良好约束是反应堆自持燃烧的基础. 自 20 世纪 70 年代起, 科学家就意识到在反应堆中高能量阿尔法粒子可能会激发剪切阿尔法波不稳定性, 破坏阿尔法粒子的约束<sup>[89]</sup>, 并从理论上证实了高能量粒子对阿尔法波不稳定性的激发. 剪切阿尔法波是沿着磁力线传播的横波电磁振荡, 在 ITER 相关参数下, 其频率与阿尔法粒子的特征轨道频率可比, 可能产生强烈共振激发, 并引

起高能量粒子的快速输运损失. 剪切阿尔法波不稳定性对高能量粒子约束的损害在鱼骨模振荡的发现后受到了高度重视<sup>[95,96]</sup>, 其中重要的物理包括: 由于等离子体不均匀性使得剪切阿尔法波的频率在径向连续变化形成连续谱, 并导致对阿尔法波的连续谱阻尼<sup>[97,98]</sup>; 由于反应堆的磁场位型如环效应引起的对称破坏, 使得阿尔法连续谱中出现各种“禁带”<sup>[99]</sup>, 并有各种阿尔法本征模的产生; 高能量粒子对阿尔法波不稳定性的共振激发<sup>[100]</sup>, 并在此过程中其自身的能量和动量发生变化, 导致自洽输运损失<sup>[101]</sup>. 由于阿尔法粒子的反常输运由阿尔法波不稳定性引起的电磁扰动的谱特征所决定<sup>[101]</sup>, 理解反应堆条件下多模不稳定的相互作用和能谱演化过程, 对定量理解反应堆阿尔法粒子的约束和装置的运行性能, 起到重要的作用. 为了理解上述过程, 在现有装置归一化参数实验条件下, 进行了大量的实验和理论模拟研究, 但仍有相当多的问题未得到充分的理解.

反应堆中阿尔法波不稳定性的特性, 可以用以下几个特征参数来表示<sup>[91,101,102]</sup>: 1)  $v_h/V_A$ , 高能量粒子的速度与阿尔法波速度之比, 决定了激发的共振条件; 2) 反应堆的安全因子  $q$  剖面 and 等离子体密度剖面, 决定了阿尔法连续谱的结构, 从而决定了所激发不稳定性的种类; 3)  $\beta_h$  和  $R\nabla\beta_h$ , 高能量粒子的比压和其梯度, 决定了高能量粒子驱动不稳定性的自由能, 从而可能决定了其非线性物理过程; 4)  $\rho_h/a$ , 高能量粒子的特征轨道宽度与装置小半径之比, 决定了最不稳定的模数区间; 5) 高能量粒子的慢化时间与装置的能量约束时间之比, 主导了等离子体温度等宏观剖面对阿尔法粒子自加热的响应. 以上第 1), 2), 3) 点, 均可在现有的装置实验中实现, 从而对反应堆中相关物理进行归一化的实验研究; 然而对于 4) 和 5), 现有装置仍与未来反应堆具有显著不同.

图 3 给出了 ITER 混合运行模式下的阿尔法连续谱和高能量粒子激发剪切阿尔法波不稳定性的示意图<sup>[103]</sup>, 其中环阿尔法本征模 (TAE)<sup>[99,104]</sup>、椭圆形变阿尔法本征模 (EAE) 和三角形变阿尔法本征模 (NAE) 所示的连续谱禁带是由于托卡马克装置的环效应、椭圆形变和三角形变导致的, 在对应的禁带中的阿尔法本征模具有较低的激发阈值, 可能被高能量粒子强烈的激发, 并引起高能量粒子的强烈输运损失. 当高能量粒子的驱动足够强, 可以

克服连续谱阻尼时,也可以激发起高能量粒子连续谱模 (EPM)<sup>[99,100]</sup>,其频率由高能量粒子的特征轨道频率所决定;其中,鱼骨模就是一种典型的 EPM. 对于具体的平衡位型,其主导不稳定性已有比较充分的理解;比如说,对于芯部安全因子平坦且接近于 1 的混合运行模式,其内芯部由磁捕获高能量粒子激发的反磁剪切阿尔芬本征模主导;而外芯部由捕获粒子和通行粒子共同激发的环阿尔芬本征模为主. 由于反应堆的  $\rho_h/a \ll 1$  的量级,最不稳定的环向模数  $n \gg 1$ ,多模同时不稳定,具有可比的增长率,从而决定着高能量粒子的输运过程<sup>[90,101,105-107]</sup>.

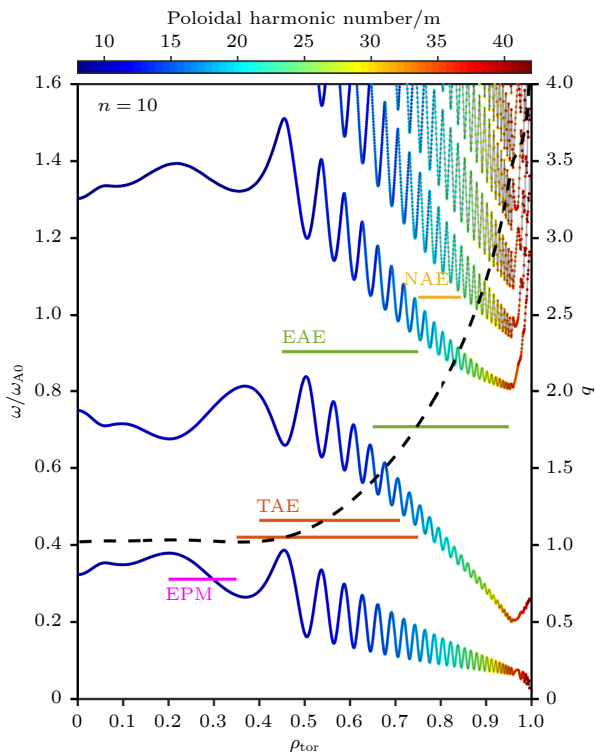


图 3 ITER 混合运行模式下阿尔芬连续谱和不稳定性示意图,其中,横坐标是归一化的径向位置,纵坐标是频率,虚线为安全因子分布,EPM 表示高能量粒子模,TAE 表示环阿尔芬本征模,EAE 表示椭圆形变诱发阿尔芬本征模,NAE 表示三角形变诱发阿尔芬本征模,此处取环向模数  $n = 10$

Fig. 3. A schematic plot of shear Alfvén wave continuous spectrum and associated instabilities of ITER hybrid scenario is presented. Here, the horizontal axis represents the normalized minor radius, and the vertical axis is the normalized frequency. The dashed curve corresponds to the  $q$ -profile, and a representative toroidal mode number  $n = 10$  is adopted. The frequencies and mode localizations of energetic particle mode (EPM), toroidal Alfvén eigenmode (TAE), ellipticity induced Alfvén eigenmode (EAE) and non-circularity induced Alfvén eigenmode (NAE) are also given.

目前,对于 ITER 装置不同的运行模式,其对应的阿尔芬不稳定性的线性物理已经理解得比较清楚,比如说,对于 ITER 基准运行模式,其阿尔芬不稳定性较难被激发,而对于稳态运行模式,具有较强的不稳定性<sup>[91]</sup>,可能引起较大的阿尔法粒子输运损失.

阿尔法粒子的输运水平取决于阿尔芬不稳定性的饱和电磁扰动水平,并通过波-粒共振条件决定阿尔芬不稳定性的饱和电磁扰动谱特征<sup>[101,105]</sup>.因此,定量理解阿尔芬不稳定性的非线性饱和过程,以及此过程中粒子的自洽轨道改变和输运,是燃烧等离子体物理的难点.在单模不稳定性由于与共振粒子作用发生缓慢(绝热)演化的情况下,波-粒捕获被用于解释不稳定性的非线性饱和机制<sup>[108,109]</sup>,相空间 hole-clump 对的形成被用于解释频率啁啾及劈裂等绝热非线性演化过程.而在与反应堆高能量粒子物理更相关的强驱动参数区间,高能量粒子特征频率与模频率锁相导致的波-粒子最快能量交换,被用于解释高能量粒子模如鱼骨模的快速扫频行为,并在此基础上发展出基于“相空间带状结构”的自洽输运理论,描述扰动条件下等离子体非线性平衡态的自洽演化,被成功用于定量解释高能量粒子的相空间输运<sup>[105]</sup>.而在反应堆多模同时不稳定,其非线性耦合相互作用引起的频谱演化,影响不稳定性的饱和水平和谱特征,是燃烧等离子体非线性物理研究的另一个重点<sup>[110]</sup>.目前,基于理论和大规模模拟,以环阿尔芬不稳定性为例,已经对带状流结构激发<sup>[111-115]</sup>、离子康普顿散射<sup>[116,117]</sup>、与微观漂移波的跨尺度耦合<sup>[118-121]</sup>等可能强烈影响阿尔芬不稳定性饱和过程等通道进行了较多的研究,获得了一些进展,但仍有很多问题尚不明确.如不同的非线性通道的适用参数区间,与波-粒非线性共振的协同作用<sup>[112]</sup>,以及最终引起的阿尔芬不稳定性饱和过程等,这些也是下一步研究的重点.

## 4.2 燃烧等离子体条件下的微观湍流

除了上述介观尺度的阿尔芬不稳定性之外,由宏观等离子体不均匀性引起的微观漂移波湍流,是引起背景等离子体反常输运损失的关键因素之一.反应堆需要在高比压下运行,且阿尔法粒子优先碰撞加热电子,使得其中的微观湍流输运与现有装置中可能有显著不同:在高比压下,电磁湍流如动理学气球模和微观撕裂模可能会占据主导,而阿尔法粒

子可能直接或间接影响微观湍流输运<sup>[118,119,122,123]</sup>, 从而影响反应堆的电子热输运和能量约束水平. 此外, 小尺度湍流对主等离子体的输运, 改变了反应堆的宏观剖面, 从而通过聚变反应率影响阿尔法粒子的产生, 并通过阿尔法粒子的加热沉积自洽的反馈宏观等离子体剖面. 因此, 尽管已经知道微观湍流对高能粒子的输运很少<sup>[124]</sup>, 其对于燃烧等离子体的整体约束性能, 发挥着关键的作用. 近期在 JET<sup>[122,123,125]</sup> 和 KSTAR<sup>[126]</sup> 装置上均观察到高能粒子对主等离子体约束改善的影响, 并引起了世界范围内的实验和理论模拟研究. 但值得注意的是, 以上实验结果以及相关的物理解释, 对于推广到未来反应堆条件的适用性, 仍需要进一步的研究.

反应堆参数下高能粒子的存在和电磁效应, 可能通过线性的机制对以离子温度梯度模 (ITG) 为代表的微观湍流起削弱甚至完全抑制的作用, 这一点在第 3 节关于稳态运行模式的讨论时也有所涉及. 具体而言, 可总结为以下几种机制. 1) 高能粒子由于其轨道远大于湍流的特征垂直波长, 与湍流的相互作用较小. 因此, 高能粒子可以稀释热离子的比压比重, 从而减少了热离子对湍流的驱动作用, 进而表现为高能粒子对 ITG 起致稳作用. 近期韩国 KSTAR 装置上观测到的约束改善的“FIRE 模”<sup>[126]</sup>, 就是基于高能粒子对 ITG 的稀释致稳进行解释的. 2) 高能粒子的存在, 可以增加局域的等离子体压强梯度, 改变局域的磁面距离, 致使离子的磁场梯度漂移反向, 从而抑制由于“坏曲率”驱动的 ITG 不稳定性. 3) 与 ITG 发生共振的具有相对较低能量的高能粒子在其分布函数具有负梯度时, 高能粒子的朗道阻尼可能会显著抑制 ITG 的不稳定性. 4) 高能粒子经常伴随的电磁效应, 会引起的磁力线弯曲而增大自由能, 进而能够显著地抑制 ITG 不稳定性. 对以上线性致稳效应感兴趣的读者可以参见近期综述文章中的详细讨论<sup>[127]</sup>.

此外, 微观漂移波湍流与介观尺度阿尔芬不稳定性的非线性相互作用, 包括通过共同激发的带状流结构的间接相互作用, 被认为是可能改变其不稳定性的机制, 这也被用于解释 JET 装置上高能粒子加热下热等离子体约束改善的实验结果<sup>[123,125]</sup>. 在非线性的模拟中发现, 微观湍流水平及对应的输运水平均小于前述的高能粒子线性稀释机制和电

磁致稳的结果<sup>[122,125]</sup>. 这表明在高能粒子和阿尔芬电磁扰动之间可能存在非线性机制从而抑制湍流, 目前认为潜在的非线性机制可能是微观湍流与阿尔芬不稳定性, 共同驱动的带状流结构强化了对微观湍流的剪切抑制作用, 但对这一问题的理解仍需要进一步的研究. 此外, 在理论方面, 背景的低频小尺度微观湍流可以直接将高频介观的阿尔芬不稳定性散射到小尺度的动理学阿尔芬模<sup>[119,128]</sup>, 从而导致对阿尔芬不稳定性的强烈阻尼, 甚至完全抑制. 然而, 对该过程的反过程研究发现, 背景阿尔芬不稳定性对微观湍流的直接散射, 对于微观湍流的稳定性影响很小<sup>[118]</sup>, 因此, 无法用于解释 JET 及 KSTAR 的实验结果, 提示有可能是通过带状流的间接耦合作用. 以上这些理论预言, 还需要进一步的多尺度模拟研究, 以理解现有实验现象对未来反应堆条件的适用性.

## 5 总结和展望

本文从设计和运行托卡马克聚变堆需求的角度, 对托卡马克高约束运行方案和高能粒子与等离子体相互作用中涉及的关键物理的发展现状和前沿挑战进行了简要的概述. 过去几十年托卡马克等离子体物理研究明确了聚变堆运行区的主要限制条件, 并通过参数分布优化改变这些限制条件. 托卡马克高约束模式下的等离子体不稳定性 and 约束输运物理研究取得了巨大的进展, 发展了感应、混合和稳态等若干可能适用于未来托卡马克聚变堆的运行方案. 对反应堆阿尔法粒子加热主导条件下, 潜在主导阿尔法粒子输运损失的阿尔芬不稳定性的线性谱特征和激发机制, 经过长期的理论探索和模拟, 得到了充分的理解; 对于阿尔芬不稳定性的非线性饱和、阿尔法粒子的约束、及通过加热沉积和微观湍流对主等离子体约束的影响也开展了大量的实验和理论探索. 尽管由于算力和模型的限制, 对于多尺度下强非线性过程的理解仍不充分, 但已积累了大量的经验, 为后续的物理理解和实验策划, 打下了良好的科学基础. 当前, 磁约束核聚变物理已进入研究临近点火燃烧等离子体研究的新阶段, 面临着全新的挑战, 如: 聚变堆条件下如何实现高能阿尔法粒子对等离子体特别是燃料氘氦离子的有效自加热; 在高能阿尔法粒子自加热为主条件下, 如何调控等离子体分布包括高能粒子



的相空间分布, 维持等离子体稳定性和高约束性能, 实现聚变堆安全高效运行; 能否建立全尺度模型, 实现聚变堆复杂等离子体的长时间动力学过程的预测和分析等. 进一步解决这些关键问题, 不仅可以推动等离子体科学的发展, 也为未来聚变堆的设计和运行奠定坚实的物理基础.

在 2008 年启动国家磁约束聚变能专项支持以来, 中国国内磁约束聚变研究进入快速发展阶段. 随着各种辅助加热能力的提升, EAST<sup>[47]</sup> 和 HL-2A/3<sup>[129]</sup> 等托卡马克装置均实现了高约束模式运行, 极大地拓展了等离子体运行区间和物理平台研究能力. 陆续发展的各种先进诊断能力和数值模拟能力, 支持了系列高质量研究成果的产出, 等离子体物理研究水平迅速提升, 在等离子体约束输运和不稳定性研究方面取得了系列的突破, 相关成果业已成为 ITER 的重要参考, 提升了国际影响力. 然而, 中国国内对于聚变堆运行相关的整体集成解决方案方面的研究还有待加强, 特别是未来聚变堆亟待开展的跨越多尺度复杂物理过程的科学前沿研究方面, 还需要重点突破.

## 附录A 托卡马克聚变堆约束与稳定性关键归一化参量的零维关系

下面根据聚变反应截面、稳定性极限和约束定律, 给出聚变功率、聚变三乘积和能量增益因子和装置工程和运行零维参数的关系.

### A1 聚变需求的主要工程和运行参数

聚变功率与等离子体密度和温度的平方成正比, 与等离子体体积成正比, 因此, 聚变堆的功率产出水平依赖于装置的主要工程和运行参数. 如图 A1 所示, 托卡马克是一种类似汽车轮胎的环形轴对称磁约束位型. 装置的工程参数主要包括外部线圈产生的纵场强度 ( $B_T$ )、装置尺寸 (体积  $V$  及其相关的环的大半径  $R$ 、环的小半径  $a$  或反环径比  $\varepsilon = a/R$ 、拉长比  $\kappa$  等). 这些工程参数决定了聚变堆的基本规模. 托卡马克约束区的极向磁场主要由环向等离子体电流自身产生. 因此, 运行参数主要包括等离子体电流  $I_p$ 、平均密度  $n_e$ 、等离子体储能 ( $W \propto PV$ , 热等离子体压强  $P = \sum_j n_j T_j$ ) 等.

为方便跨装置对比与外推, 运行参数通常用归一化参数表示. 考虑到稳定性极限<sup>[18]</sup>和密度极限<sup>[14]</sup>, 等离子体运行区可以用  $(q_{95}, \beta_N, f_N)$  3 个归一化自由变量表示. 其中  $q_{95}$  为归一化极向磁通 95% 的边界安全因子,  $\beta_N =$

$\beta_T (a B_T / I_p)$  [%m·T/MA] 为归一化比压, 其中  $\beta_T \equiv 2\mu_0 P / B_T^2 \propto \varepsilon q_{95}^{-1} \beta_N$  为等离子体比压. 由于最佳的氦聚变等离子体离子温度限定在 10—20 keV<sup>[13]</sup>,  $\beta_N$  和  $f_N$  相互并不完全独立 (见 (A3) 式). 因此, 本文中图 A1 的运行区选取的是  $(q_{95}^{-1}, \beta_N)$  参数空间. 此外, 向未来装置外推的关键物理归一化参数包括: 归一化碰撞率  $\nu_* \propto q R \varepsilon^{-3/2} n_e T^{-2}$  (碰撞率与粒子反弹频率之比)、归一化回旋半径  $\rho_* \propto a^{-1} B_T^{-1} T^{1/2}$  (回旋半径与小半径之比) 等.

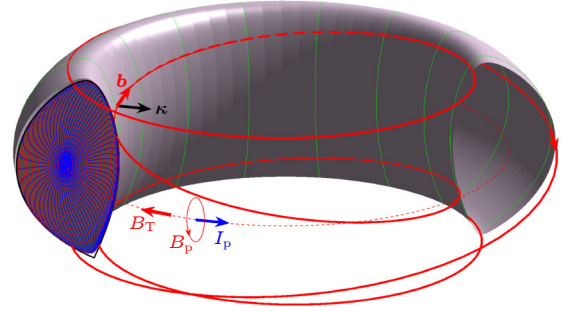


图 A1 托卡马克装置磁位型

Fig. A1. Magnetic field configuration of a tokamak.

### A2 聚变功率需求限制

托卡马克聚变堆氦聚变反应功率主要是由装置工程参数和运行的等离子体比压决定的<sup>[13]</sup>, 即  $P_{\text{fus}} \propto \beta_T^2 B_T^4 V$ . 故聚变功率的归一化运行区依赖关系可以表示为

$$P_{\text{fus}} \propto B_T^4 R_0^3 \varepsilon^4 \beta_N^2 q_{95}^{-2}. \quad (\text{A1})$$

因此, 当纵场强度、装置尺寸的工程参数一定时, 通过运行到高的  $\beta_N$  和低的  $q_{95}$  有利于获得更大的聚变功率. 这个关系表明如果保持一定聚变功率, 所需要达到的归一化比压  $\beta_N$  和  $q_{95}$  成正比.

### A3 稳定性限制条件

外扭曲模稳定性极限限制了边界安全因子的下限  $q_{95}$ , 宏观磁流体不稳定性 (压力驱动的外扭曲模或电阻壁模等) 决定了  $\beta_N$  上限<sup>[15]</sup>:

$$\beta_N < \beta_{N,\text{crit}} \simeq 4l_i, \quad (\text{A2})$$

其中  $l_i$  为等离子体内感, 与等离子体电流分布峰化程度成正比.

实验上观察到等离子体密度存在一个和电流密度成正比的上限, 即 Greenwald 密度极限<sup>[18]</sup>. 因此, 平均等离子体密度为  $n_e = f_N n_{\text{GW}}$ , 其中,  $n_{\text{GW}} \propto B_T R_0^{-1} q_{95}^{-1}$  为 Greenwald 密度极限. 如果考虑等离子体温度范围的约束, 则有  $n_e \propto B_T^2 \varepsilon \beta_N q_{95}^{-1}$ , 即

$$f_N \propto B_T R_0 \varepsilon \beta_N < c. \quad (\text{A3})$$

故  $\beta_N$  极限由密度极限和磁流体不稳定性比压极限二者较小者确定.

#### A4 约束性能限制条件

等离子体约束性能参数由能量约束时间  $\tau_E$  来衡量. 能量约束尚无法给出可靠的理论预测, 根据多装置实验结果总结出的高约束模式能量约束时间定标律  $\tau_{E98} \propto B_T^{1.15} R_0^{1.97} \varepsilon^{0.58} n_e^{0.41} I_p^{0.93} P_{\text{loss}}^{-0.69} \propto B_T^{1.49} R_0^{2.49} \varepsilon^{2.44} f_N^{0.41} q_{95}^{-1.34} P_{\text{loss}}^{-0.69}$  [16]. 因此, 能量约束时间可以表示为  $\tau_E \propto H_{98} B_T^{1.49} R_0^{2.49} \varepsilon^{2.44} f_N^{0.41} \times q_{95}^{-1.34} P_{\text{loss}}^{-0.69}$ , 其中  $H_{98}$  为约束增强因子. 结合能量约束时间定义  $\tau_E = W/P_{\text{loss}} \propto (B_T^2 R_0^3 \varepsilon^3 \beta_N q_{95}^{-1})/P_{\text{loss}}$ , 可知所需的加热功率  $P_{\text{loss}} \propto B_T^{1.6} R_0^{1.6} \varepsilon^{1.8} f_N^{-1.3} H_{98}^{-3.2} \times q_{95}^{1.1} \beta_N^{3.2}$ . 因此, 聚变三乘积可以表示为

$$\begin{aligned} n_e T_i \tau_E &\propto P_{\text{fus}}/P_{\text{loss}} \\ &\equiv Q_* \propto B_T^{2.4} R_0^{1.4} \varepsilon^{2.2} f_N^{1.3} H_{98}^{3.2} q_{95}^{-3.1} \beta_N^{-1.2}. \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

注意, (A4) 式采用的是直接优化三乘积, 没有对应固定的加热功率  $P_{\text{loss}}$ , 如果固定加热功率, 则  $n_e T_i \tau_E \propto G_{98} P_{\text{loss}}^{-0.69}$ , 这里  $G_{98} = H_{98} \beta_N q_{95}^{-2.34}$ . 如果进一步采用 L 模定标律, 则可以得到过去使用的  $G_{89} = H_{89} \beta_N q_{95}^{-2}$ .

考虑阿尔法粒子自加热, 聚变增益依赖为

$$Q \equiv P_{\text{fus}}/P_{\text{aux}} \propto Q_*/(1 - 0.2 \times f_a Q_*), \quad (\text{A5})$$

式中  $f_a$  为阿尔法粒子加热效率, 在一定范围内近似依赖关系为  $Q \propto Q_*$ . 由此可知, 归一化增益因子  $G_{98}$  和增益因子  $Q$  的关系 [19] 有  $G_{98} \propto n_e T_i \tau_E \propto Q/[Q + 5/f_a]$ . 在 ITER 的基准运行方案  $Q = 10$  条件下, 有  $G_{98} \simeq 0.2$ ; 在稳态运行方案  $Q = 5$  条件下, 有  $G_{98} \simeq 0.1-0.15$ ; 混合运行方案下介于两者之间 [23].

由方程 (A5) 可知, 通过降低边界安全因子  $q_{95}$  和提升约束性能  $H_{98}$  因子, 可以显著提升聚变增益. 如果采用低约束模式的定标律  $\tau_E = \tau_{E89} H_{89}$ , 则三乘积  $n_e T_i \tau_E \propto f_N^{0.2} H_{89}^2 Q_{95}^{-1.9}$ .

#### A5 其他限制条件

考虑到阿尔法粒子损失和其极向回旋半径  $\rho_p \propto B_T^{-1} \varepsilon^{-1} q E_\alpha^{1/2}$  的关系, 为保证其在慢化前的良好约束, 会存在一个等离子体电流的下限, 即  $q_{95}$  的上限. 另外, 在反磁剪切的稳态运行模式下, 更容易激发阿尔芬本征模和高能量粒子模等 [17], 因此, 考虑高能粒子约束, 会进一步限制  $\beta_N$  的上限.

如果需要实现聚变堆的稳态运行 [19,20], 自举电流的份额需要超过一定值, 给出新的限制. 其中自举电流的份额:

$$f_{\text{bs}} \propto \varepsilon^{1/2} \beta_p \propto \varepsilon^{-1/2} q_{95} \beta_N. \quad (\text{A6})$$

偏滤器的稳态热流密度 [21]:

$$q_{\text{target}} \propto P_{\text{loss}}/(R \lambda_q) \propto B_T^{2.6} R_0^{1.6} \varepsilon^{3.8} H_{98}^{-3.2} f_N^{-1.3} q_{95}^{0.1} \beta_N^{3.2}, \quad (\text{A7})$$

也会限制最高的  $\beta_N$ , 其中热流衰减宽度 [22]  $\lambda_q \propto I_p^{-1} \propto B_T^{-1} R_0^{-1} \varepsilon^{-2} q_{95}$ .

#### 参考文献

- [1] Ongena J, Koch R, Wolf R, Zohm H 2016 *Nat. Phys.* **12** 398
- [2] Wan B N, Xu G S 2023 *Natl. Sci. Rev.* **10** nwad217
- [3] Artsimovich L 1972 *Nucl. Fusion* **12** 215
- [4] Wurzel S E, Hsu S C 2022 *Phys. Plasmas* **29** 062103
- [5] Keilhacker M, Gibson A, Gormezano C, Lomas P, Thomas P, Watkins M, Andrew P, Balet B, Borba D, Challis C 1999 *Nucl. Fusion* **39** 209
- [6] Hawryluk R 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 537
- [7] ITER-team 2001 *ITER EDA Documentation Series No. 22: Summary of the ITER Final Design Report Report*
- [8] EUROfusion 2018 *European Research Roadmap to the Realisation LONG VERSION of Fusion Energy Report*
- [9] National Academies of Sciences and Engineering and Medicine 2021 *Bringing Fusion to the US Grid* (Washington: The National Academies Press)
- [10] Department for Energy Security & Net Zero 2023 *Towards Fusion Energy 2023 - The Next Stage of the UK's Fusion Energy Strategy Report*
- [11] Hsu S C 2023 *J. Fusion Energy* **42** 12
- [12] ITER-Organization 2018 *ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III - Provisional Version), ITER Technical Report ITR18003, Report*
- [13] Wesson J, Campbell D J 2011 *Tokamaks* (Vol. 149) (Oxford University Press)
- [14] Troyon F, Gruber R, Saurenmann H, Semenzato S, Succi S 1984 *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 209
- [15] Strait E 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1415
- [16] ITER Physics Expert Group on Confinement and Transport, ITER Physics Expert Group on Confinement Modelling and Database, ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2175
- [17] Heidbrink W 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055501
- [18] Greenwald M 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** R27
- [19] Gormezano C, Sips A, Luce T, Ide S, Becoulet A, Litaudon X, Isayama A, Hobirk J, Wade M, Oikawa T 2007 *Nucl. Fusion* **47** S285
- [20] Fujita T, Ide S, Kamada Y, Suzuki T, Oikawa T, Takeji S, Sakamoto Y, Koide Y, Isayama A, Hatae T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 085001
- [21] Loarte A, Lipschultz B, Kukushkin A 2007 *Nucl. Fusion* **47** S203
- [22] Eich T, Leonard A, Pitts R, Fundamenski W, Goldston R J, Gray T, Herrmann A, Kirk A, Kallenbach A, Kardaun O 2013 *Nucl. Fusion* **53** 093031
- [23] Sips A, Giruzzi G, Ide S, Kessel C, Luce T, Snipes J, Stober J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 021804
- [24] Wagner F, Becker G, Behringer K, Campbell D, Eberhagen A, Engelhardt W, Fussmann G, Gehre O, Gernhardt J, Gierke G v 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408
- [25] Shaing K C, Crume Jr E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 2369
- [26] Diamond P H, Liang Y M, Carreras B A, Terry P W 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2565
- [27] Doyle E, Houlberg W, Kamada Y, Mukhovatov V, Osborne T, Polevoi A, Bateman G, Connor J, Cordey J, Fujita T

- 2007 *Nucl. Fusion* **47** S18
- [28] Creely A, Brunner D, Mungaard R, Reinke M, Segal M, Sorbom B, Greenwald M 2023 *Phys. Plasmas* **30** 090601
- [29] Chang Z, Callen J D, Fredrickson E D, Budny R V, Hegna C C, McGuire K M, Zarnstorff M C, TFTR Group 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4663
- [30] Hender T, Wesley J, Bialek J, Bondeson A, Boozer A, Buttery R, Garofalo A, Goodman T, Granetz R, Gribov Y 2007 *Nucl. Fusion* **47** S128
- [31] Solomon W, Politzer P, Buttery R, Holcomb C, Ferron J, Garofalo A, Grierson B, Hanson J, In Y, Jackson G 2013 *Nucl. Fusion* **53** 093033
- [32] Porcelli F, Boucher D, Rosenbluth M 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2163
- [33] De Vries P, Johnson M, Alper B, Buratti P, Hender T, Koslowski H, Riccardo V, Contributors J E 2011 *Nucl. Fusion* **51** 053018
- [34] La Haye R 2006 *Phys. Plasmas* **13** 055501
- [35] Poli F M, Fredrickson E, Henderson M A, Kim S-H, Bertelli N, Poli E, Farina D, Fignini L 2018 *Nucl. Fusion* **58** 016007
- [36] Wang X G, Zhang X D, Yu Q Q, Wu B, Zhu S Z, Wang J F, Zhang Y, Wang X J 2015 *Nucl. Fusion* **55** 093024
- [37] Reiman A, Fisch N 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 225001
- [38] Liu T, Wang Z X, Wei L, Wang J L, Reiman A 2024 *Nucl. Fusion* **64** 036001
- [39] Zohm H 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 105
- [40] Loarte A, Saibene G, Sartori R, Campbell D, Becoulet M, Horton L, Eich T, Herrmann A, Matthews G, Asakura N 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1549
- [41] Evans T, Moyer R, Thomas P, Watkins J, Osborne T, Boedo J, Doyle E, Fenstermacher M, Finken K, Groebner R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 235003
- [42] Sun Y W, Liang Y, Liu Y, Gu S, Yang X, Guo W, Shi T, Jia M, Wang L, Lyu B, Zhou C, Liu A, Zang Q, Liu H, Chu N, Wang H H, Zhang T, Qian J, Xu L, He K, Chen D, Shen B, Gong X, Ji X, Wang S, Qi M, Song Y, Yuan Q, Sheng Z, Gao G, Fu P, Wan B N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 115001
- [43] Liang Y, Koslowski H, Thomas P, Nardon E, Alper B, Andrew P, Andrew Y, Arnoux G, Baranov Y, Bécoulet M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 265004
- [44] Hawryluk R, Campbell D, Janeschitz G, Thomas P, Albanese R, Ambrosino R, Bachmann C, Baylor L, Becoulet M, Benfatto I 2009 *Nucl. Fusion* **49** 065012
- [45] Murakami M, Greenfield C, Wade M, Luce T, Ferron J, St John H, Makowski M, Austin M, Allen S, Brennan D 2005 *Nucl. Fusion* **45** 1419
- [46] Goniche M, Dumont R, Bourdelle C, Decker J, Delpèch L, Ekedahl A, Guilhem D, Litaudon X, Lotte P, Maget P 2014 *AIP Conf. Proc.* pp41–48
- [47] Wan B N, Liang Y, Gong X Z, Xiang N, Xu G S, Sun Y, Wang L, Qian J P, Liu H Q, Zeng L, Zhang L, Zhang X J, the EAST team and Collaborators 2019 *Nucl. Fusion* **59** 112003
- [48] Wan B N 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 045202
- [49] Hinton F, Hazeltine R D 1976 *Rev. Mod. Phys.* **48** 239
- [50] Kikuchi M 1990 *Nucl. Fusion* **30** 265
- [51] Fujita T, Ide S, Shirai H, Kikuchi M, Naito O, Koide Y, Takeji S, Kubo H, Ishida S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2377
- [52] Kikuchi M, Azumi M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1807
- [53] Turnbull A, Taylor T, Lin-Liu Y, John H S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 718
- [54] Strait E, Lao L, Mauel M, Rice B, Taylor T, Burrell K, Chu M, Lazarus E, Osborne T, Thompson S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4421
- [55] Politzer P, Hyatt A, Luce T, Perkins F, Prater R, Turnbull A, Brennan D, Ferron J, Greenfield C, Jayakumar J 2005 *Nucl. Fusion* **45** 417
- [56] Garofalo A, Doyle E, Ferron J, Greenfield C, Groebner R, Hyatt A, Jackson G, Jayakumar R, Kinsey J, La Haye R 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056110
- [57] Coda S, Sauter O, Henderson M, Goodman T 2008 *Proceedings of the 22nd IAEA Fusion Energy Conference pEX/2-3*
- [58] Beer M A, Hammett G, Rewoldt G, Synakowski E, Zarnstorff M, Dorland W 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1792
- [59] Eriksson L G, Fourment C, Fuchs V, Litaudon X, Challis C D, Crisanti F, Esposito B, Garbet X, Giroud C, Hawkes N, Maget P, Mazon D, Tresset G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 145001
- [60] Bell R E, Levinton F M, Batha S H, Synakowski E J, Zarnstorff C M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1429
- [61] Burrell K 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1499
- [62] Diamond P H, Itoh S, Itoh K, Hahm T 2005 *Plasma Phys. Control Fusion* **47** R35
- [63] Diamond P, Lebedev V, Newman D, Carreras B, Hahm T, Tang W, Rewoldt G, Avinash K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1472
- [64] Lin Z, Hahm T S, Lee W, Tang W M, White R B 1998 *Science* **281** 1835
- [65] Strait E, Taylor T, Turnbull A, Ferron J, Lao L, Rice B, Sauter O, Thompson S, Wróblewski D 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2483
- [66] Reimerdes H, Garofalo A, Strait E, Buttery R, Chu M, In Y, Jackson G, La Haye R, Lanctot M, Liu Y 2009 *Nucl. Fusion* **49** 115001
- [67] Chu M, Okabayashi M 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 123001
- [68] Connor J, Fukuda T, Garbet X, Gormezano C, Mukhovatov V, Wakatani M 2004 *Nucl. Fusion* **44** R1
- [69] Li J, Guo H Y, Wan B N, Gong X Z, Liang Y F, Xu G S, Gan K F, Hu J S, Wang H Q, Wang L, Zhao Y P, Denner P, Jackson G L, Loarte A, Maingi R, Menard J E, Rack M, Zou X 2013 *Nat. Phys.* **9** 817
- [70] Gruber O, Wolf R, Dux R, Fuchs C, Günter S, Kallenbach A, Lackner K, Maraschek M, McCarthy P, Meister H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1787
- [71] Luce T, Wade M, Politzer P, Allen S, Austin M, Baker D, Bray B, Brennan D, Burrell K, Casper T 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1585
- [72] Joffrin E, Wolf R, Alper B, Baranov Y, Challis C, de Baar M, Giroud C, Gowers C, Hawkes N, Hender T 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1203
- [73] Gao X, Zeng L, Wu M, Zhang T, Yang Y, Ming T, Zhu X, Wang Y, Liu H, Zang Q, Li G Q, Huang J, Gong X Z, Li Y Y, Li J G, Wan Y X, the EAST team 2020 *Nucl. Fusion* **60** 102001
- [74] Petty C C, Kinsey J E, Holcomb C T, DeBoo J C, Doyle E J, Ferron J R, Garofalo A M, Hyatt A W, Jackson G L, Luce T C, Murakami M, Politzer P A, Reimerdes H 2016 *Nucl. Fusion* **56** 016016
- [75] Hobirk J, Challis C, Kappatou A, Lerche E, Keeling D, King D, Aleiferis S, Alessi E, Angioni C, Auremma F, JET Contributors 2023 *Nucl. Fusion* **63** 112001
- [76] Siccino M, Graves J, Kembleton R, Lux H, Maviglia F, Morris A, Morris J, Zohm H 2022 *Fusion Eng. Des.* **176** 113047

- [77] Sun Y, Ma Q, Jia M, Gu S, Loarte A, Liang Y, Liu Y Q, Paz-Soldan C A, Wu X M, Xie P C, Ye C, Wang H H, Zhao J Q, Guo W, He K, Li Y. Y, Li G, Liu H, Qian J, Sheng H, Shi T, Wang Y M, Weisberg D, Wan B N, Zang Q, Zeng L, Zhang B, Zhang L, Zhang T, Zhou C, EAST Contributors 2021 *Nucl. Fusion* **61** 106037
- [78] Burrell K, Austin M E, Brennan D, DeBoo J, Doyle E, Gohil P, Greenfield C, Groebner R, Lao L, Luce T 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** A253
- [79] Whyte D, Hubbard A, Hughes J, Lipschultz B, Rice J, Marmar E, Greenwald M, Cziegler I, Dominguez A, Golfopoulos T 2010 *Nucl. Fusion* **50** 105005
- [80] Beurskens M, Schweinzer J, Angioni C, Burckhart A, Challis C, Chapman I, Fischer R, Flanagan J, Frassinetti L, Giroud C 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 124043
- [81] Challis C D, Garcia J, Beurskens M, Buratti P, Delabie E, Drewelow P, Frassinetti L, Giroud C, Hawkes N, Hobirk J, Joffrin E, Keeling D, King D B, Maggi C F, Mailloux J, Marchetto C, McDonald D, Nunes I, Pucella G, Saarelma S, Simpson J, JET Contributors 2015 *Nucl. Fusion* **55** 053031
- [82] Loarte A, Pitts R, Wauters T, Nunes I, Köchl F, Polevoi A, Kim S, Lehnen M, Schneider M, Zabeo L 2024 *Initial evaluations in support of the new ITER Baseline and Research Plan*, ITER Technical Report ITR-24-004, Report
- [83] Zhang Y N, He K Y, Sun Y W, Wan B N, Wu X M, Xie P C, Liu Y Q 2024 *Nucl. Fusion* **64** 046012
- [84] Giruzzi G, Yoshida M, Aiba N, Artaud J, Ayllon-Guerola J, Beeke O, Bierwage A, Bolzonella T, Bonotto M, Boulbe C 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 014009
- [85] Poli F M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 055602
- [86] Staebler G M, Knolker M, Snyder P, Angioni C, Fable E, Luda T, Bourdelle C, Garcia J, Citrin J, Marin M 2022 *Nucl. Fusion* **62** 042005
- [87] Ye L, Xu Y, Xiao X, Dai Z, Wang S 2016 *J. Comput. Phys.* **316** 180
- [88] Wang S J, Wang Z H, Wu T N 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 065106
- [89] Kolesnichenko Y I, Oraevskii V 1967 *Soviet At. Energy* **23** 1028
- [90] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [91] Fasoli A, Gormenzano C, Berk H, Breizman B, Briguglio S, Darrow D, Gorelenkov N, Heidbrink W, Jaun A, Konovalov S 2007 *Nucl. Fusion* **47** S264
- [92] Nazikian R, Fu G Y, Batha S H, Bell M G, Bell R E, Budny R V, Bush C E, Chang Z, Chen Y, Cheng C Z, Darrow D S, Efthimion P C, Fredrickson E D, Gorelenkov N N, Leblanc B, Levinton F M, Majeski R, Mazzucato E, Medley S S, Park H K, Petrov M P, Spong D A, Strachan J D, Synakowski E J, Taylor G, Von Goeler S, White R B, Wong K L, Zweben S J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2976
- [93] ITER EDA 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2471
- [94] Wei S Z, Wang T, Chen L, Zonca F, Qiu Z Y 2022 *Nucl. Fusion* **62** 126038
- [95] Chen L, White R, Rosenbluth M 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1122
- [96] McGuire K, Goldston R, Bell M, Bitter M, Bol K, Brau K, Buchenauer D, Crowley T, Davis S, Dylla F 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 891
- [97] Chen L, Hasegawa A 1974 *Phys. Fluids* **17** 1399
- [98] Grad H 1969 *Phys. Today* **22** 34
- [99] Cheng C, Chen L, Chance M 1985 *Ann. Phys.* **161** 21
- [100] Tsai S T, Chen L 1993 *Phys. Fluids B* **5** 3284
- [101] Chen L 1999 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **104** 2421
- [102] Chen L, Zonca F 2007 *Nucl. Fusion* **47** S727
- [103] Bao J, Zhang W L, Li D, Lin Z, Dong G, Liu C, Xie H S, Meng G, Cheng J Y, Dong C, Cao J T 2023 *Nucl. Fusion* **63** 076021
- [104] Fu G, Van Dam J 1989 *Phys. Fluids B* **1** 1949
- [105] Falessi M V, Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2023 *New J. Phys.* **25** 123035
- [106] Wang T, Qiu Z Y, Zonca F, Briguglio S, Fogaccia G, Vlad G, Wang X 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062509
- [107] Wang T, Wang X, Briguglio S, Qiu Z Y, Vlad G, Zonca F 2019 *Phys. Plasmas* **26** 012504
- [108] O'neil T, Malmberg J 1968 *Phys. Fluids* **11** 1754
- [109] Berk H, Breizman B 1990 *Phys. Fluids B* **2** 2235
- [110] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2023 *Rev. Mod. Plasma Phys.* **7** 28
- [111] Chen L, Zonca F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 145002
- [112] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2017 *Nucl. Fusion* **57** 056017
- [113] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2016 *Nucl. Fusion* **56** 106013
- [114] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F, Chen W 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066031
- [115] Spong D, Carreras B, Hedrick C 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1503
- [116] Hahn T, Chen L 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 266
- [117] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066024
- [118] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2023 *Nucl. Fusion* **63** 106016
- [119] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2022 *Nucl. Fusion* **62** 094001
- [120] Qiu Z Y, Chen L, Zonca F, Chen W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 135001
- [121] Lang J, Fu G 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055902
- [122] Di Siena A, Görler T, Poli E, Navarro A B, Biancalani A, Jenko F 2019 *Nucl. Fusion* **59** 124001
- [123] Mazzi S, Garcia J, Zarzoso D, Kazakov Y O, Ongena J, Dreval M, Nocente M, Štancar Ž, Szepesi G, Eriksson J, Sahlberg A, Benkadda S, JET Contributors 2022 *Nat. Phys.* **18** 776
- [124] Zhang W L, Lin Z H, Chen L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 095001
- [125] Garcia J, Challis C, Citrin J, Doerk H, Giruzzi G, Görler T, Jenko F, Maget P, Contributors J 2015 *Nucl. Fusion* **55** 053007
- [126] Han H, Park S J, Sung C, Kang J, Lee Y H, Chung J, Hahn T S, Kim B, Park J K, Bak J G, Cha M S, Choi G J, Choi M J, Gwak J, Hahn S H, Jang J, Lee K C, Kim J H, Kim S K, Kim W C, Ko J, Ko W H, Lee C Y, Lee J H, Lee J H, Lee J K, Lee J P, Lee K D, Park Y S, Seo J, Yang S M, Yoon S W, Na Y S 2022 *Nature* **609** 269
- [127] Citrin J, Garcia J, Görler T, Jenko F, Mantica P, Told D, Bourdelle C, Hatch D, Hogeweij G, Johnson T 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 014032
- [128] Hasegawa A, Chen L 1976 *Phys. Fluids* **19** 1924
- [129] Duan X R, Xu M, Zhong W L, Liu Y, Song X M, Liu D Q, Wang Y Q, Lu B, Shi Z B, Zheng G Y, HL-2A/HL-2M Team 2022 *Nucl. Fusion* **62** 042020

The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica*

# Current status and prospects of burning plasma physics in magnetically confined fusion\*

Sun You-Wen    Qiu Zhi-Yong    Wan Bao-Nian<sup>†</sup>

(*Institute of Plasma Physics, Hefei Institute of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

( Received 14 June 2024; revised manuscript received 5 August 2024 )

## Abstract

Current status and challenges of key physics related to high-confinement operational scenarios and energetic particle confinement are briefly reviewed from the perspective of design and operation of tokamak-based fusion reactors. In the past few decades, significant progress has been made in the research on high-confinement mode physics, i.e. the main stability and confinement constraints on operational window of a fusion reactor have been identified, and some control methods for adjusting plasma kinetic profiles to optimize performance have been developed. Several operational scenarios, including inductive, hybrid and steady-state *etc.*, which are potentially applicable for future reactors, have been developed. In the conditions that fusion alpha particle self-heating is predominant and shear Alfvén wave (SAW) instabilities potentially dominate fusion alpha particle transport, the SAW linear stability properties and excitation mechanisms are understood in depth, and the SAW instabilities nonlinear saturation, alpha particle confinement, and the influence of the heating deposition and the micro-turbulence regulation on fusion profile are under extensive investigation. The magnetically confined fusion research has entered a new stage of ignition and burning plasma physics, and new challenges that are faced are addressed, including whether efficient self-heating of plasmas by fusion alpha particles can be achieved, how the plasma stability and high-confinement can be maintained through the active control of key plasma profiles under the condition of dominant alpha particle heating, and whether it is possible to establish accurate models to predict long time scale complex dynamical evolution of fusion plasmas *etc.* Solving these key problems will lay a solid scientific foundation for designing and operating future fusion reactors as well as promote the development of plasma science.

**Keywords:** magnetically confined fusion, tokamak, burning plasma physics, scenario

**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.-s, 52.55.Pi, 52.55.Tn

**DOI:** [10.7498/aps.73.20240831](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240831)

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 2208085J39) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12275236).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [bnwan@ipp.ac.cn](mailto:bnwan@ipp.ac.cn)



## 磁约束燃烧等离子体物理的现状与展望

孙有文 仇志勇 万宝年

### Current status and prospects of burning plasma physics in magnetically confined fusion

Sun You-Wen Qiu Zhi-Yong Wan Bao-Nian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 175202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240831

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240831>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

托卡马克边界等离子体中钨杂质运输的多流体及动力学模拟

Multi-fluid and dynamic simulation of tungsten impurity in tokamak boundary plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215213 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230991>

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>

托卡马克理想导体壁与磁流体不稳定性

Ideal conductive wall and magnetohydrodynamic instability in Tokamak

物理学报. 2023, 72(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222043>

托卡马克中低频磁流体不稳定性协同作用引起快粒子运输的混合模拟研究

Hybrid numerical simulation on fast particle transport induced by synergistic interaction of low- and medium-frequency magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasma

物理学报. 2023, 72(21): 215210 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230620>

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对alpha粒子损失影响的数值模拟

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

托卡马克等离子体中共振磁扰动场放大效应对离子轨道特性的作用

Field amplification effect of resonant magnetic perturbation on ion orbits in tokamak plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201860>