

HL-3 托卡马克反三角位形对等离子体约束性能影响的

模拟研究*

王哲¹⁾ 龙婷^{1†)} 孙爱萍^{1†)} 李正吉¹⁾ 王卓¹⁾ 李佳鲜²⁾ 许敏³⁾ 张毅¹⁾ 石中兵¹⁾ 肖国

梁¹⁾ 郝广周¹⁾ 宋啸²⁾ 薛雷²⁾

1) (核工业西南物理研究院, 聚变科学所, 成都 610225)

2) (中国聚变能源有限公司, 聚变工程设计所, 上海 201100)

3) (复旦大学现代物理研究所, 核科学与技术系, 上海 200433)

摘要

为实现稳态高增益的商用聚变反应堆, 探索先进磁约束位形至关重要。反三角位形因其兼顾较高的芯部约束性能、良好的功率排出功能、且无边缘局域模对装置壁材料造成的高热负荷等突出优势, 被列为未来聚变堆装置潜在的运行模式之一。本文针对中国环流三号 (HL-3) 托卡马克磁约束聚变装置, 利用 OMFIT (One Modeling Framework for Integrated Tasks) 集成模拟平台, 研究了反三角双零偏滤器磁位形结构对等离子体约束性能的影响及机理。模拟结果表明, 在相近的等离子体电流、环向磁场、辅助加热功率和线平均密度条件下, 反三角位形低约束模式的约束性能可达到正三角位形高约束模式的约束水平: 反三角位形的归一化比压 β_N 是正三角位形的 1.08 倍, 能量约束时间 τ_E 为正三角位形的 1.18 倍, 能量约束因子 H_{98} 是正三角位形的 1.35 倍, 等离子体热储能 W_{th} 是正三角位形的 1.20 倍。进一步分析等离子体热输运发现, 导致反三角位形能获得较好约束性能的主要原因是, 在归一化小半径 $\rho \approx 0.2-0.6$ 区间内, 反三角位形的总能量输运 (包括电子通道和离子通道) 低于正三角位形。通过对比总能量输运中的新经典输运和湍流输运可知, 湍流输运水平比新经典输运水平高出 1-2 个量级。虽然反三角位形的新经典能量输运通量与正三角位形的相差不大, 但其湍流输运低于正三角位形。对于在归一化小半径 $\rho=0.32$ 位置处湍流模式的线性不稳定性分析指出, 正三角位形中漂移波湍流不稳定性主要是电子温度梯度模和离子温度梯度模。反三角位形则是电子温度梯度模和捕获电子模不稳定性占主导。反三角位形下离子温度梯度模是致稳的。

关键词: 托卡马克装置; 集成模拟; 反三角位形; 湍流输运; TGLF

PACS: 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.50.Gj, 52.35.Ra

基金：国家磁约束核聚变能发展研究专项（批准号：2024YFE03190000、2022YFE03100004、2024YFE03180001、2019YFE03040004）、国家自然科学基金（批准号：12575237、12305238）、核技术研发科研项目（批准号：HJSYF2024(02)）、四川省自然科学基金（批准号：2025ZNSFSC0059）、中核集团青年英才项目（批准号：2024-QNYC-01）、西物创新项目（批准号：202301XWCX001-01、202301XWCX001-02）资助的课题

† 通信作者.E-mail: longt@swip.ac.cn; apsun@swip.ac.cn

第一作者.E-mail: wangzhe@swip.ac.cn

1 引言

传统的低约束模式（Low confinement Mode, L 模）在欧姆加热或者较低的辅助加热功率条件下可以运行，但等离子体约束性能较差。当辅助加热功率超过一定阈值时，等离子体运行模式从低约束模式向高约束模式（High confinement Mode, H 模）转换，等离子体边缘台基区（归一化小半径 $\rho \sim 0.9-1.0$ ）的压强梯度变陡，形成边缘输运垒，等离子体约束性能大幅提高^[1]。对于未来磁约束商用聚变堆而言，为实现高增益的聚变放电（聚变增益因子 $Q = P_{fusion} / P_{input}$ ，其中， P_{fusion} 为核聚变反应产生功率， P_{input} 为核聚变反应输入的功率），需要兼顾经济性和安全性。这意味着装置需要同时具备较高的芯部约束和良好的聚变功率排出性能^[2,3]，并且也要考虑安全性能。虽然 H 模放电具有良好的约束性能，但由于边界陡峭的压强梯度，常伴随边界局域模（Edge Localized Mode, ELM）的爆发性热负荷，存在安全隐患，可能导致装置壁材料损伤，直接影响装置寿命^[4,5]。目前，在托卡马克装置中，常用的 ELM 抑制措施有边缘共振磁场线圈（Resonant Magnetic Perturbations, RMP）^[6]、弹丸注入^[7]、超声分子束注入^[8]等。但 RMP、弹丸等操作都需要额外的辅助系统，整体的调控过程复杂。需要特别指出的是，一些先进运行模式也可以在没有 ELM 的情况下得到较好的约束性能，如反三角位形（Negative triangularity shape, NT，也称为负三角）运行模式^[9,10]、静态 H 模（Quiescent H-mode, QH 模）^[11]、改善约束模式（Improved Confinement Mode, I 模）^[12,13]等。其中，QH 模和 I 模在实验运行和控制方面的操作精度要求较高。一般而言，托卡马克装置的磁位形结构都是三角度 δ 为正值“D”形正三角（Positive triangularity shape, PT）磁位形结构，而反三角位形运行模式的三角度 δ 为负值。三角度 δ 一般指平均三角度 δ_{avg} ，即为上三角度 $\delta_u = (R_0 - R_{z,max})/a$ 和下三角

度 $\delta_L=(R_0-R_{z,min})/a$ 的平均值,其中 R_0 为几何中心, $R_{z,max}$ 与 $R_{z,min}$ 分别为等离子体边界上最高和最低点对应的大半径。反三角位形运行模式仅通过调控环向和极向线圈电流就能实现反“D”形的磁位形结构,不依靠额外介入的辅助系统,运行操作可靠,运行控制较为简单。并且传统的反三角位形运行模式可在辅助加热功率远超 L-H 转换功率阈值的条件下^[9],不进入 H 模的同时达到 H 模的约束水平。虽然某些特殊条件下反三角位形运行模式也可以进入 H 模^[14],但需要说明的是,本文的研究基于传统的反三角位形运行模式。反三角位形运行模式因其兼顾较高的芯部约束性能、良好的功率排出功能、且无 ELM 对装置壁材料造成的高热负荷等突出优势^[15],被多个国际磁约束聚变堆装置列为备选方案。例如,美国未来建造的紧凑型高场强的 ARC (Affordable Robust Compact) 托卡马克装置^[16]、意大利为解决“排热”难题而设计的 DTT (Divertor Tokamak Test) 偏滤器托卡马克试验装置^[17]、日本提出具有负三角度等离子体位形的 NTT (Negative Triangularity Tokamak) 托卡马克装置^[18]和高自举电流的 SSTR (Steady State Tokamak Reactor) 稳态托卡马克反应堆^[10]。

针对反三角位形运行模式的实验和模拟研究,国内装置对反三角位形的研究稀缺。核工业西南物理研究院的 HL-3 装置(原名 HL-2M)上模拟研究了反三角位形等离子体的热等离子体垂直位移事件^[19]以及宏观磁流体不稳定性事件^[20]。清华大学的 SUNIST-2 装置上开展了欧姆电流下维持反三角位形的实验,验证了 SUNIST-2 装置的磁位形调控能力^[21]。然而,国内未涉及反三角位形对等离子体约束性能的系统研究及湍流输运机理分析。国外托卡马克装置开展的反三角位形运行模式对约束改善研究工作较为深入。美国的 DIII-D 装置的反三角位形实验中线平均密度可以达到 2 倍的 Greenwald 密度极限,归一化比压超过 3, H_{98} 能量约束因子超过 1.5^[22],与标准 H 模运行模式约束水平相当^[9]。进一步研究发现,反三角位形下捕获电子模不稳定性的增长率更低,使得湍流输运减少^[15,23]。德国的 AUG (Axially Symmetric Divertor Experiment Upgrade) 装置发现反三角位形对于捕获电子模有稳定作用并且能保持良好的约束性能^[24]。瑞士的 TCV (Tokamak à Configuration Variable) 装置中发现,在适当的碰撞频率和电子-离子温度比值内,反三角位形可以降低捕获电子模和离子温度梯度模不稳定性,湍流显著降低,改善约束性能^[25,26]。

虽然以上关于反三角位形高约束性能的研究分析都共同指向了湍流在其中的作用,但不同托卡马克装置中反三角位形抑制的湍流不稳定性模式不同,内在

机理可能存在差异。为此，本工作首次在中国环流三号（HL-3）托卡马克装置上开展了关于反三角位形运行模式对等离子体约束性能影响研究，以及湍流不稳定性在等离子体输运中的分析。采用 OMFIT (One Modeling Framework for Integrated Tasks) 集成模拟平台，在相似电流、环向磁场、线平均密度参数设置条件下，开展了反三角位形运行模式对等离子体约束性能的影响及机理研究，并针对等离子体输运开展湍流不稳定性分析，揭示影响约束性能的内在机理。该研究填补了国内在该领域的模拟空白，其结论可为 HL-3 及未来聚变堆的位形优化提供参考，也为国际在研究反三角位形运行模式的领域提供了来自中国环流三号装置的模拟数据支持。

文章结构如下：第 2 章介绍了本文的模拟设置，第 3 章对比了正、反三角位形下等离子体约束性能的差异，第 4 章开展了正反三角位形下的湍流输运分析，第 5 章对本文工作进行总结与讨论。

2 模拟设置

本文基于 HL-3 托卡马克装置，采用 OMFIT 集成模拟程序，开展模拟研究工作。OMFIT 由美国通用原子公司开发，是目前国际上最为成熟、最为全面的集成模拟平台之一^[27]。该平台集成了多种大型物理模拟代码。本文主要采用了 kineticEFIT 的工作流（见图 1）。由图 1 可见，其中包含了计算平衡位形的 EFIT 程序^[28]、计算电流、源/汇项的 ONETWO 程序^[29]、计算动理学剖面演化的 TGYRO 程序^[30]，以及计算 H 模台基模块的 EPED1-NN 程序^[31]。EFIT 程序通过求解计算 Grad-Shafranov 方程（公式 1）得到平衡位形：

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = -\mu_0 R^2 \frac{\partial P(\psi)}{\partial \psi} + \mu_0^2 F(\psi) \frac{\partial F(\psi)}{\partial \psi} \quad (1)$$

其中， ψ 为极向归一化磁通； R 代表装置大半径； Z 表示到装置中平面的垂直距离； μ_0 为真空磁导率； $P(\psi)$ 为 ψ 位置处的压强； $F(\psi)$ 为 ψ 位置处的电流量。

通过输入初始值的 $P(\psi)$ 和 $F(\psi)$ ，可以得到包含初始平衡位形的文件 gfile。基于初始的平衡文件和剖面，ONETWO 调用蒙特卡洛程序 NUBEAM 计算中性束的加热和驱动电流，调用 TORAY 计算电子回旋波的加热和电流驱动，得到各组分的电流剖面分布、压强剖面以及粒子、动量、能量源等源项。然后由 ONETWO 得到的电流剖面输入到 EFIT 中，计算出新的平衡文件。再将源与汇以及新的平衡文件输入 TGYRO 中，其可在归一化小半径 $\rho=0.2-0.8$ 范围内，利用计算新经典输运通量 NEO 程序^[32]和湍流输运通量的 TGLF 程序^[33]进行计算，获得新的动理学

剖面。上面整个过程反复迭代到收敛为止，最终得到自洽的平衡^[34]。

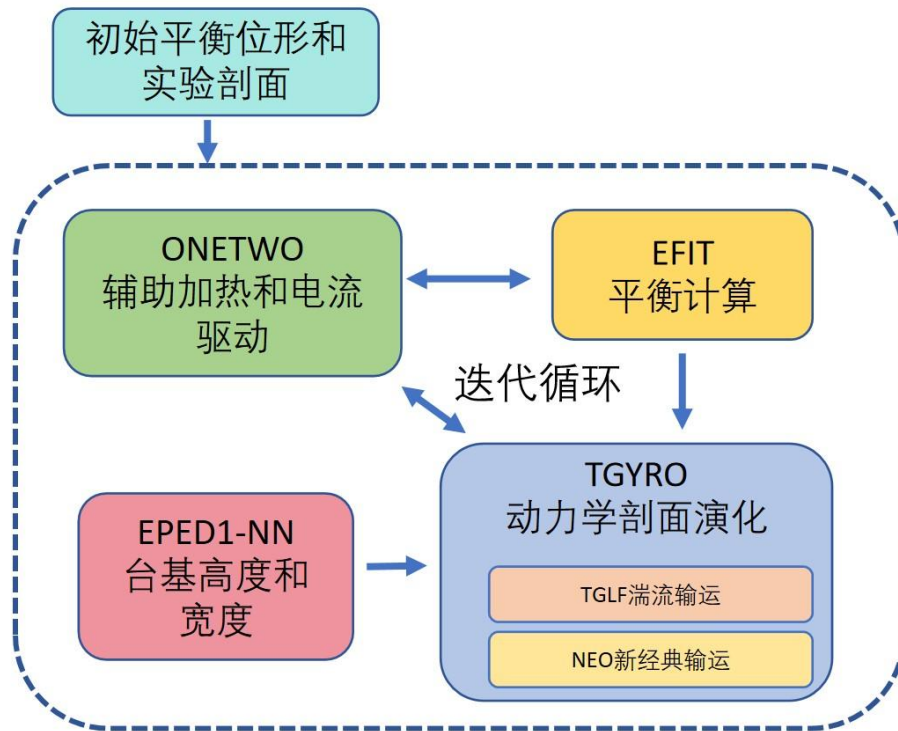


图1 kineticEFIT工作流程图

Fig.1 kineticEFIT workflow diagram

HL-3 装置是由核工业西南物理研究院自主设计建造的新一代托卡马克^[2,35]。HL-3 装置的大半径 $R=1.78\text{ m}$ 、小半径 $a=0.65\text{ m}$ ，采用碳作为第一壁材料。加热手段包括中性束注入 (Neutral Beam Injection, NBI)、电子回旋共振加热 (Electron Cyclotron Resonance Heating, ECRH)、低杂波加热 (Low Hybrid Current Driven, LHCD) 和离子回旋共振加热 (Ion Cyclotron Resonance Heating, ICRH) ^[36]。模拟计算基于 HL-3 装置氦等离子体条件下，对正三角和反三角双零偏滤器磁位形结构开展模拟研究，如图 2 所示。图 2 中绿色线为正三角双零偏滤器位形的分界线，红色线代表反三角双零偏滤器位形的分界线，黑色线代表 HL-3 装置第一壁的轮廓。在本次模拟计算中假设等离子体仅含有碳杂质，基于 HL-3 装置的实验测量结果，有效电荷 Z_{eff} 区间为 $1.6\sim 2.5$ ^[37]，模拟设置选取中间值 2.0 ，始终处于准中性条件。模拟参数设置如下： $I_p=1\text{MA}$ ， $B_T=2.05\text{T}$ ，小半径 a 为 0.62m ，归一化磁

通 95%位置处的拉长比 $\kappa_{95}\approx 1.6$ ，等离子体体积 $V\approx 22\text{m}^3$ 。正三角位形的归一化磁通 95%位置处的平均三角度 $\delta_{95,avg}\approx 0.5$ ，反三角位形的 $\delta_{95,avg}\approx -0.5$ 。由于反三角运行模式可以在超出 5 倍的 L-H 转换功率阈值下维持 L 模^[9]，本文辅助加热功率的设置：中性束加热功率 $P_{NBF}=3\text{MW}$ 和电子回旋波加热功率 $P_{EC}=2\text{MW}$ ，在此加热功率条件下，正三角位形已经超过 L-H 转换功率阈值。因此本文中正三角双零偏滤器位形在 H 模条件下展开模拟计算，反三角双零偏滤器位形则在 L 模条件下进行模拟计算。反三角位形的边界条件设置参考了 HL-3 装置等离子体电流为 1MA 的正三角位形 L 模实验放电测量结果，在 $\rho=0.8$ 处设置电子密度为 $1.86\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ ，电子温度为 1.5keV，离子温度为 1.86keV。为了使得正三角位形与反三角位形的线平均密度相近，在 EPED1-NN 程序模块中设置正三角位形的台基电子密度 $n_{e,sep}=2.5\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 。

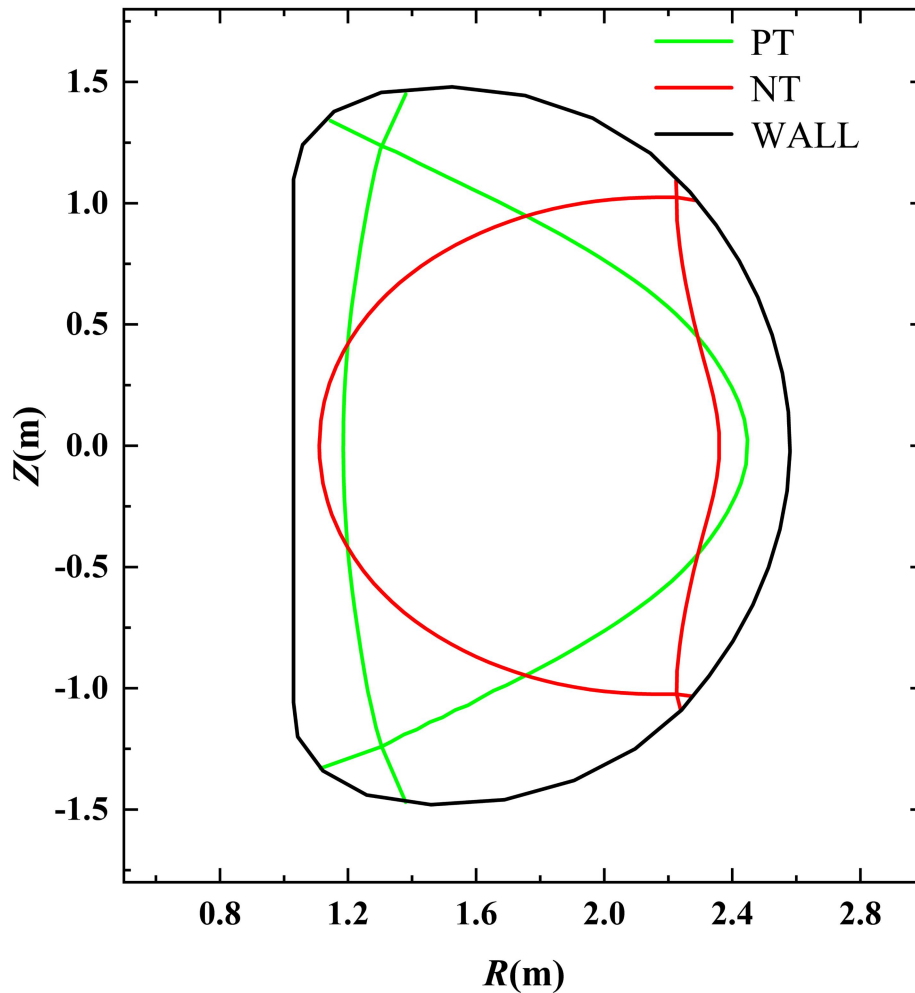


图2 HL-3装置正三角和反三角双零偏滤器磁位形

Fig.2 Plasma magnetic configurations for the positive and negative triangularity double-null divertor shape on HL-3 tokamak

3 正反三角位形对约束性能的影响

采用 OMFIT 集成模拟平台中的 kineticEFIT 工作流，通过 EFIT、ONETWO、TGYRO 等程序协同计算与迭代收敛，构建了自洽的平衡与剖面物理图像。表 1 中列出的正、反三角位形下归一化比压、能量约束时间、能量约束因子等参数都可反应等离子体的约束水平。归一化比压、能量约束时间、能量约束因子等参数与等离子体热储能有关，等离子体热储能分为电子热储能和离子热储能。离子热储能 $W_{th,i} = 3/2n_iT_iV$ ，由离子的密度和温度决定；电子热储能 $W_{th,e} = 3/2n_eT_eV$ ，由电子的密度和温度决定。其中 n_i 、 n_e 分别为离子和电子密度， T_i 、 T_e 分别是离子和电子温度， V 为等离子体体积。非感应电流等于等离子体总电流减去欧姆加热电流，非感应电流份额的增大，有利于等离子体约束改善。由表 1 可见，反三角位形的归一化比压 β_N 为 2.7，是正三角位形的 1.08 倍。反三角位形的能量约束因子 H_{98} 为 2.30，是正三角位形的 1.35 倍。反三角位形的能量约束时间 τ_E 为 0.26 秒，为正三角位形的 1.18 倍。反三角位形的等离子体吸收功率为 4.04MW，为正三角的 0.99 倍。反三角位形的等离子体热储能 W_{th} 为 1.07MJ，是正三角位形的 1.20 倍，电子热储能 $W_{th,e}$ 为 0.55MJ，为正三角位形的 1.02 倍，离子热储能 $W_{th,i}$ 为 0.52MJ，为正三角位形的 1.49 倍。反三角位形的非感应电流份额为 0.82，与正三角位形相同。综上，反三角位形在 L 模运行模式下，整体约束性能可以达到正三角位形 H 模水平，这与 DIII-D 装置实验表明反三角位形 L 模可与正三角 H 模约束相当的结果一致^[9]。

表 1 正、反三角位形下的等离子体参数

Table 1. Parameters of plasmas under positive and negative triangularity configurations

参数	正三角位形	反三角位形
归一化比压 β_N	2.5	2.7
能量约束因子 H_{98}	1.71	2.30
能量约束时间 τ_E (s)	0.22	0.26
等离子体吸收功率(MW)	4.09	4.04
等离子体热储能 W_{th} (MJ)	0.89	1.07
电子热储能 $W_{th,e}$ (MJ)	0.54	0.55
离子热储能 $W_{th,i}$ (MJ)	0.35	0.52
非感应电流份额	0.82	0.82

图 3 给出正、反三角位形下的电子密度、温度、压强和离子密度、温度、压强的径向分布，横坐标为归一化小半径 (ρ)，黑色方块线代表正三角位形 (PT)，红色圆形线代表反三角位形 (NT)。由图 3(a)可见，反三角位形的芯部电子密度 ($\rho=0$ 处) 为 $5.25 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ，约是正三角位形的 1.1 倍，在归一化小半径 $\rho < 0.5$ 的范围内电子密度大于正三角位形，而 $\rho > 0.5$ 的范围内电子密度小于正三角位形。由图 3 (b)可见，反三角位形的芯部电子温度为 6.49keV，约为正三角位形的 0.84 倍，在 $\rho \approx 0.2-0.6$ 区间的电子温度高于正三角位形，其它径向位置处的电子温度低于正三角位形。由图 3(c)可见，反三角位形的电子压强剖面整体与正三角位形相近，与表 1 中反三角位形的电子热储能与正三角位形相近的模拟结果相符。由图 3(d)可见，反三角位形的芯部离子密度为 $3.96 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ，约是正三角位形的 1.1 倍，正、反三角位形下的离子密度分布的差异与电子密度剖面的情况一致。由图 3 (e)可见，反三角位形的芯部离子温度为 7.66keV，约为正三角位形的 1.54 倍，离子温度在 $\rho < 0.7$ 区间大于正三角位形，在 $\rho > 0.7$ 区间位置则略低于正三角位形。由图 3(f)可见，在 $\rho < 0.6$ 区间范围，反三角位形的离子压强高于正三角位形，而在 $\rho > 0.6$ 区间范围，正三角位形的离子压强更高，与表 1 中反三角位形的离子热储能高于正三角位形的模拟结果一致。由于正三角位形是高约束运行模式，有边缘输运垒的存在（台基顶位置大约在 $\rho \approx 0.95$ 左右），因此在靠近边缘的位置，电子、离子的密度、温度以及压强都高于反三角位形。由表 1 和图 3 可见，离子温度的差异是导致正、反三角位形约束性能差异的主要原因。

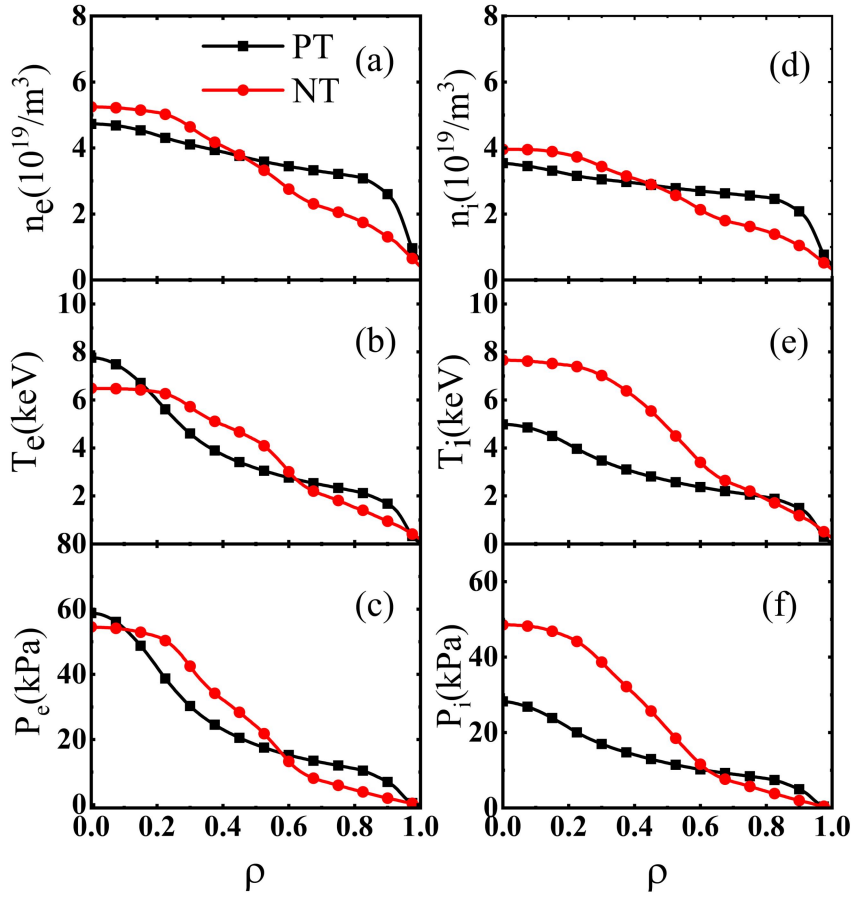


图3 正三角位形 (PT) 和反三角位形 (NT) 下的 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) 电子压强、(d) 离子密度、(e) 离子温度、(f) 离子压强

Fig.3 Profiles of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) electron pressure, (d) ion density, (e) ion temperature and (f) ion pressure under positive triangularity (PT) and negative triangularity (NT) configurations

4 湍流输运通道对约束性能的影响

等离子体密度、温度剖面受等离子体输运影响，等离子体输运由碰撞导致的新经典输运和湍流引起的湍性输运共同决定^[38,39]。由图3的等离子体剖面图可见，反三角位形的离子温度显著高于正三角位形，这受离子通量上能量输运的直接影响。在应用 TGYRO 进行输运模拟时，为规避芯部与边界区域的模型不确定性，通常选取归一化小半径 $\rho=0.2-0.8$ 作为计算范围。在 TGYRO 程序中利用 NEO 程序计算新经典输运通量，利用 TGLF 程序计算湍性输运通量，其中 TGLF 选择 SAT0 输运饱和模型。SAT0 输运饱和模型也可用于反三角位形下的输运^[40]。图4进一步给出了正、反三角位形下的能量输运通量 Q 与回旋波姆 G.B. (GyroBohm units) 能量输运通量密度 Q_{GB} 比值的径向分布。其中， $Q_{e,tur}$ 、 $Q_{e,neo}$ 、 $Q_{e,tot}$ 、 $Q_{i,tur}$ 、

$Q_{i,neo}$ 和 $Q_{i,tot}$ 分别为电子通道上的湍性能量输运通量密度、新经典能量输运通量密度、总能量输运通量密度、离子通道上的湍性能量输运通量密度、新经典能量输运通量密度以及总能量输运通量密度，其单位为 MW/m^2 。 Q_{GB} 常用来做归一化单位，来比较不同装置或者同一装置不同半径位置处的输运强度。 Q_{GB} 受装置尺寸和温度影响，典型量级在 $0.01-1 MW/m^2$ 。由图 4 可见，正、反三角位形下，电子和离子通道上的能量输运都是湍流输运占据主导，新经典输运比湍流输运小 1-2 个量级。由图 4(a)可见，正三角位形在 $\rho < 0.6$ 区间的电子通道上湍流引起的能量输运更高，对应图 3(c)中正三角位形在相应归一化小半径范围内的电子温度低于反三角位形。在 $\rho > 0.6$ 区间反三角位形湍流引起的能量输运增强，反三角位形的电子温度也低于正三角位形。由图 4(b)可见，反三角位形的新经典能量输运总体与正三角位形相近，但在靠近边缘的区域能量输运会更强。图 4(c)给出正、反三角位形在电子通道上的总能量输运情况，与图 4(a)电子湍流能量输运的情况一致，在 $\rho < 0.6$ 区间的正三角位形的能量输运更强。由图 4(d)可见，正三角位形在 $\rho < 0.7$ 区间的离子通道上的湍流输运强于反三角位形，因此图 3(d)中正三角位形的离子温度低于反三角位形。由图 4(e)可见，正、反三角位形在 $\rho < 0.67$ 区间的离子通道上新经典能量输运水平相近，而在 $\rho \approx 0.67-0.8$ 区间，反三角位形的新经典能量输运强于正三角位形。图 4(f)表明正、反三角位形在离子通道上的总能量输运情况，总体与图 4(d)离子湍流能量输运的情况一致。反三角位形在离子通道上 $\rho < 0.7$ 区间湍流引起的能量输运弱于正三角位形，这可能是导致反三角位形在相应范围内离子温度高于正三角位形的关键原因。

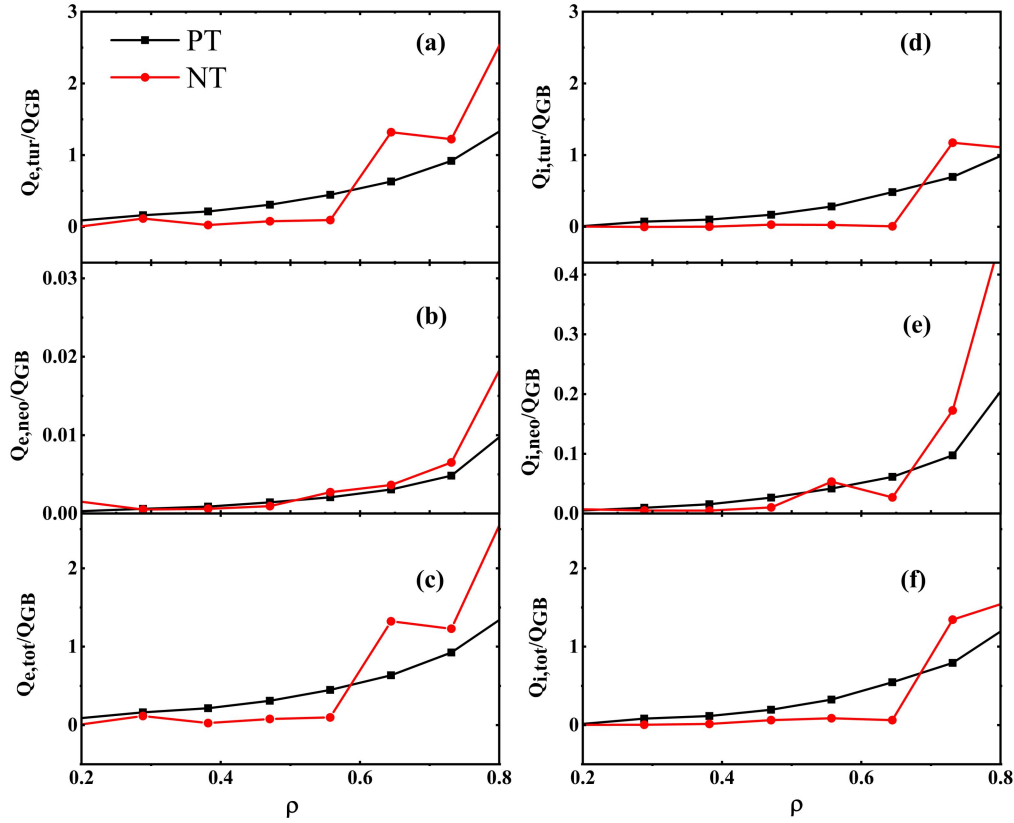


图4 正三角位形 (PT) 和反三角位形 (NT) 下, 各通道能量输运通量密度与回旋玻姆能量输运通量密度 Q_{GB} 的比值: (a) 电子通道湍性能量输运通量密度 $Q_{e,tur}$ 、(b) 电子通道新经典能量输运通量密度 $Q_{e,neo}$ 、(c) 电子通道总能量输运通量密度 $Q_{e,tot}$ 、(d) 离子通道湍性能量输运通量密度 $Q_{i,tur}$ 、(e) 离子通道新经典能量输运通量密度 $Q_{i,neo}$ 和 (f) 离子通道总能量输运通量密度 $Q_{i,tot}$. Q_{GB} 典型量级在 $0.01-1 \text{ MW/m}^2$

Fig.4 Ratios of energy transport flux densities to the GyroBohm flux Q_{GB} under positive triangularity (PT) and negative triangularity (NT) configurations: (a) Electron channel turbulent transport flux density $Q_{e,tur}$, (b) electron channel neoclassical transport flux density $Q_{e,neo}$, (c) electron channel total transport flux density $Q_{e,tot}$, (d) ion channel turbulent transport flux density $Q_{i,tur}$, (e) ion channel neoclassical transport flux density $Q_{i,neo}$ and (f) ion channel total transport flux density $Q_{i,tot}$. The typical magnitude of Q_{GB} is in the range of $0.01-1 \text{ MW/m}^2$.

湍流不稳定性会影响湍流引起的能量输运^[41-46]。使用TGLF程序计算漂移波湍流不稳定性增长率的分布。由图3(e)的离子温度剖面可见, 正、反三角位形离子温度数值差异最大的位置大约在 $\rho=0.3\sim 0.35$ 左右。为直观的分辨湍流不稳定性对输运的影响, 我们选取了归一化小半径位置 $\rho=0.32$ 观测湍流不稳定性增长。图5给出正、反三角位形在电子和离子抗磁漂移方向下, 归一化小半径 $\rho=0.32$ 处的漂

移波湍流不稳定性增长率分布，横轴为归一化波数 $k\theta\rho_s$ ，纵轴为湍流不稳定性的增长率 (γ)，增长率越大，代表湍流更不稳定， C_s 为离子声速，单位为m/s， a 为装置小半径，单位m。归一化波数 $k\theta\rho_s$ 用以划分空间尺度，通过漂移波传播方向和空间尺度可以简单划分不稳定性的模式。当 $0.1 < k\theta\rho_s < 1$ 时，代表漂移波湍流的空间尺度处于离子回旋半径量级，若传播方向为离子抗磁漂移方向时，则为离子温度梯度模 (ion temperature gradient, ITG)，能够引起离子热输运。若为电子抗磁漂移方向时，则为捕获电子模 (trapped electron mode, TEM)，主要影响电子分量的粒子和热输运。当 $k\theta\rho_s > 1$ 代表漂移波湍流的空间尺度为电子回旋半径量级，且为电子抗磁漂移方向时，漂移波湍流为电子温度梯度模 (electron temperature gradient, ETG)，能引起电子热输运。

反三角磁位形对约束性能影响的模拟研究发现，基于相同剖面的正、反三角位形对比，反三角位形的特征模平均磁漂移频率的降低以及外中平面附近负磁剪切的增强，有利于 ITG 致稳^[47-49]。反三角位形使得靠近磁阱底部的捕获电子的环向进动频率更低，从而对 TEM 致稳^[50-52]。而本文模拟计算的正三角位形是 H 模剖面，反三角位形是 L 模剖面，两种位形的剖面不相同。正三角位形中的漂移波湍流不稳定性主要以 ITG 和 ETG 不稳定性为主，反三角位形下以 TEM 和 ETG 不稳定性为主。引起离子热输运变化的漂移波湍流主要是 ITG 不稳定性。由图 5 可见，在 $0.1 < k\theta\rho_s < 1$ 的空间尺度范围内的离子抗磁漂移方向（蓝色阴影区域）中，正三角位形下存在 ITG 不稳定性，而反三角位形下此处的 ITG 模是稳定的，引起离子通量上的反常热输运较弱。这可能是导致正三角位形离子反常热输运大于反三角位形的主要原因，与图 4 中离子通道在 $\rho \approx 0.2-0.6$ 区间的湍性能量输运增强一致。TEM 和 ETG 不稳定性都可以影响电子热输运。虽然反三角位形在 $\rho=0.32$ 处的电子抗磁漂移方向存在 TEM 不稳定性，但其不稳定性的增长率较低。而在 $\rho=0.32$ 处的正、反三角位形下 ETG 不稳定性增长率更大，且正三角位形的 ETG 不稳定性增长率高于反三角位形，引起更强的电子热输运。这与图 4 中正三角位形在此处的电子通道能量输运强于反三角位形的结果一致。

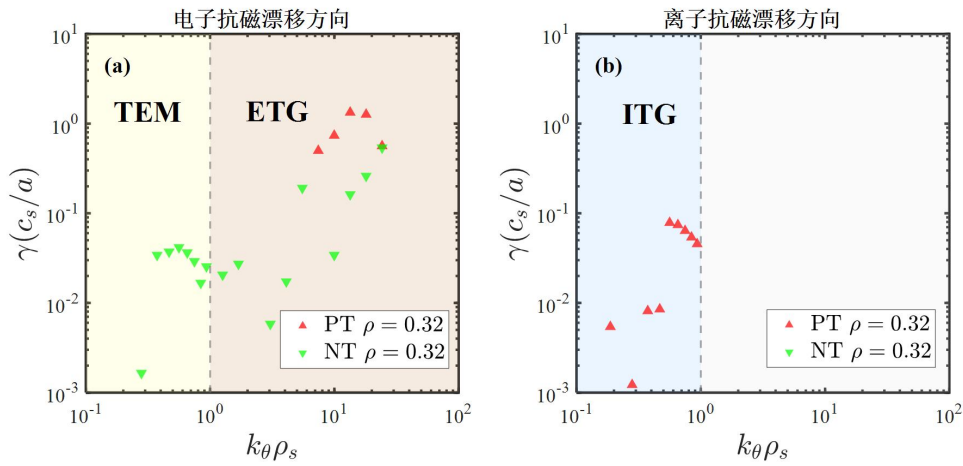


图5 正三角（PT）和反三角（NT）位形下径向位置 $\rho=0.32$ 处不同抗磁漂移方向的漂移波湍流不稳定性增长率：(a)电子抗磁漂移方向和(b)离子抗磁漂移方向。

Fig.5 Growth rate distributions of drift wave turbulence instability for different diamagnetic drift direction at the radial location $\rho=0.32$ under the positive triangularity (PT) and negative triangularity (NT) configurations: (a) electron and (b) ion diamagnetic drifts directions.

5 总结与讨论

本文利用 OMFIT 集成模拟平台，针对中国环流三号装置，开展反三角位形对等离子体约束性能以及湍流运输的影响研究。模拟研究表明，在相似的电流、环向磁场、辅助加热功率和线平均密度条件下，反三角位形 L 模条件下的约束品质可以达到正三角位形 H 模约束水平。与正三角位形 H 模约束性能相比，反三角位形下的归一化比压是其 1.08 倍，能量约束时间是其 1.18 倍，能量约束因子是其 1.35 倍，等离子体热储能是其 1.20 倍，电子热储能为其 1.02 倍，离子热储能是其 1.49 倍。离子热储能由离子密度和离子温度决定，正、反三角位形下离子密度相近，反三角位形下的离子温度较高，这可能是反三角位形约束性能较好的

主导原因。进一步分析等离子体热输运发现，导致反三角位形能获得较好约束性能的主要原因是，在归一化小半径 $\rho \approx 0.2-0.6$ 区间内，反三角位形的总能量输运（包括电子通道和离子通道）低于正三角位形。对比总能量输运中的新经典输运和湍流输运可知，湍流输运水平比新经典输运水平高出 1-2 个量级。虽然反三角位形的新经典能量输运通量与正三角位形的相差不大，但其湍流输运低于正三角位形。选取 $\rho=0.32$ 位置分析湍流不稳定性发现，在正三角位形下的漂移波湍流不稳定性以 ETG 和 ITG 为主，会引起电子热输运和离子热输运。反三角位形下漂移波湍流不稳定性则以 ETG 和 TEM 不稳定性为主，主要引起电子热输运，反三角位形下的 ITG 模是稳定的，这可能是导致反三角位形下离子通道的湍性能量输运较低的原因。

需要指出的是，TCV 托卡马克装置实验中反三角位形对 TEM 有致稳作用^[25,26]，与本研究中的 NT 存在 TEM 不稳定性的模拟结果存在差异，这可能是由于 TCV 装置中 NT 和 PT 的密度剖面相似，而本研究中 NT 密度剖面比 PT 更峰化，较大的密度梯度驱动了 TEM。NT 的密度梯度较大虽然可能会驱动 TEM 不稳定性，但也有利于 ITG 致稳。图 6 为正、反三角位形下的 η_i 值径向分布，即离子密度标度长度与离子温度标度长度的比值^[53]。可见 $\rho > 0.1$ 时，NT 的 η_i 值都低于 PT。峰化的密度剖面有利于 ITG 致稳。此外，反三角位形也可以通过降低特征模平均磁漂移频率以及增强外中平面附近负磁剪切对 ITG 致稳。反三角位形中几何效应和密度峰化对约束改善的贡献需要进一步分析，这将是我们的下一步工作中需要着重考虑的内容。本次模拟结果表明，在 HL-3 装置上，反三角位形 L 模条件下的约束水平可以达到正三角位形 H 模的水平。

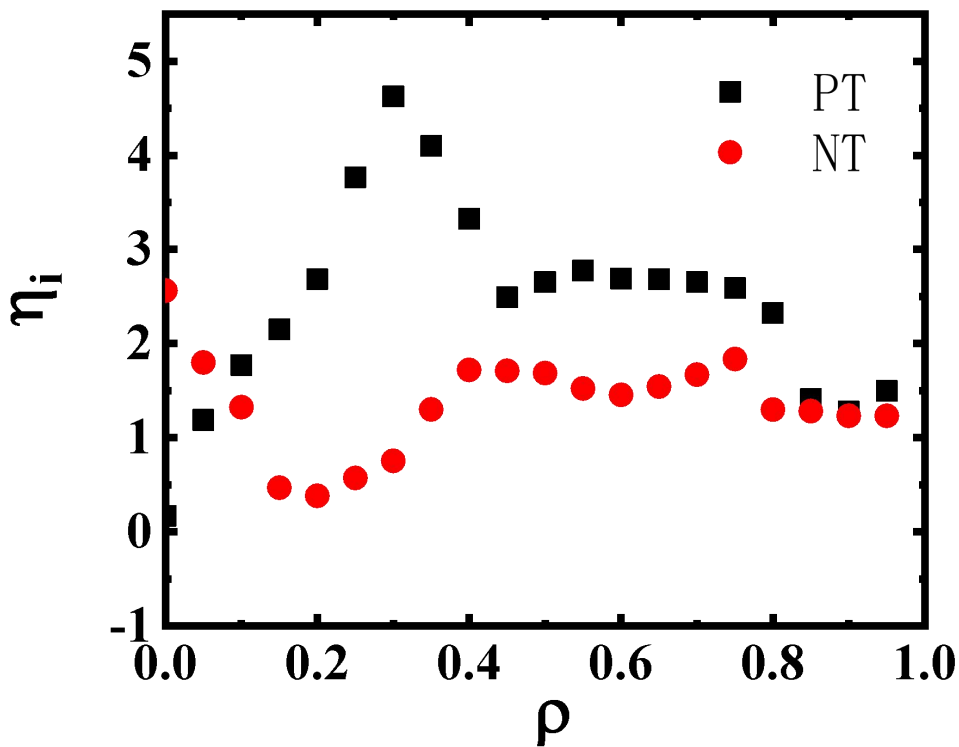


图6 正三角 (PT) 和反三角 (NT) 位形下 η_i 值径向分布

Fig.6 Radial profiles of η_i in positive triangularity (PT) and negative triangularity (NT) configurations.

需要说明的是，本研究仅针对线性不稳定性进行了分析，并且使用了 TGLF 中 SATO 输运饱和模型，不同输运模型的选择也可能会影响输运情况。后续将尝试不同的输运模型开展模拟工作。进一步开展非线性物理分析以及特定湍流模式对热输运的研究工作。此外，本研究仅在 1MA 等离子体电流和 2.05T 环向磁场下进行模拟研究，后续将针对不同电流、环向磁场、辅助加热方式以及等离子体磁位形参数（如三角度、拉长比等）等参数开展模拟研究，为 HL-3 装置以及未来聚变堆装置的反三角位形运行方案设计提供科学参考。

感谢核工业西南物理研究院高性能计算平台提供的超算资源保障以及集成建模平台 OMFIT 提供的数值模拟程序支持。上述技术平台对本文模拟分析工作的顺利实施具有重要支撑作用，在此深表感谢。

参考文献

[1] Shimada M, Campbell D J, Mukhovatov V, Fujiwara M, Kirneva N, Lackner K, Nagami M,

- Pustovitov V D, Uckan N, Wesley J, Asakura N, Costley A E, Donn  A J H, Doyle E J, Fasoli A, Gormezano C, Gribov Y, Gruber O, Hender T C, Houlberg W, Ide S, Kamada Y, Leonard A, Lipschultz B, Loarte A, Miyamoto K, Mukhovatov V, Osborne T H, Polevoi A, Sips A C C 2007 *Nucl. Fusion* **47** S1
- [2] Zhong W L, Xiao G L, Tong R H, Li B, Liu J 2024 *At. Energy Sci. Technol.* **58** 296 (in Chinese) [钟武律, 肖国梁, 佟瑞海, 李波, 刘健 2024 原子能科学技术 **58** 296]
- [3] Long T, Ke R, Wu T, Gao J M, Cai L Z, Wang Z H, Xu M 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 088901 (in Chinese) [龙婷, 柯锐, 吴婷, 高金明, 才来中, 王占辉, 许敏 2024 物理学报 **73** 088901]
- [4] Hogan J, Colchin R, Coster D, Baylor L, Fenstermacher M, Groth M, Wade M 2003 *Journal of Nuclear Materials* **313–316** 1221
- [5] Huber A, Bernert M, Brezinsek S, Chankin A V, Sergienko G, Huber V, Wiesen S, Abreu P, Beurskens M N A, Boboc A, Brix M, Calabr  G, Carralero D, Delabie E, Eich T, Esser H G, Groth M, Guillemaut C, Jachmich S, J rvinen A, Joffrin E, Kallenbach A, Kruezi U, Lang P, Linsmeier Ch, Lowry C G, Maggi C F, Matthews G F, Meigs A G, Mertens Ph, Reimold F, Schweinzer J, Sips G, Stamp M, Viezzer E, Wischmeier M, Zohm H 2017 *Nuclear Materials and Energy* **12** 100
- [6] Evans T E, Moyer R A, Watkins J G, Thomas P R, Osborne T H, Boedo J A, Fenstermacher M E, Finken K H, Groebner R J, Groth M, Harris J, Jackson G L, Haye R J L, Lasnier C J, Schaffer M J, Wang G, Zeng L 2005 *Journal of Nuclear Materials* **337–339** 691
- [7] Lang P T, Conway G D, Eich T, Fattorini L, Gruber O, G nter S, Horton L D, Kalvin S, Kallenbach A, Kaufmann M, Kocsis G, Lorenz A, Manso M E, Maraschek M, Mertens V, Neuhauser J, Nunes I, Schneider W, Suttrop W, Urano H, Team the A U 2004 *Nucl. Fusion* **44** 665
- [8] Ma Q, Yu D L, Chen C Y, Wei Y L, Zhong W L, Zou X L, Zuo H Y, Du J L, Liu L, Dong C F, Shi Z B, Zhao K J, Feng B B, Zhou Y, Wang Z H, Xu M, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Yao L H, Ding X T, Dong J Q, Duan X R, Liu Y, Team H 2A 2016 *Nucl. Fusion* **56** 126008
- [9] Marinoni A, Sauter O, Coda S 2021 *Rev. Mod. Plasma Phys.* **5** 6
- [10] Medvedev S Yu, Kikuchi M, Villard L, Takizuka T, Diamond P, Zushi H, Nagasaki K, Duan X, Wu Y, Ivanov A A, Martynov A A, Poshekhonov Yu Yu, Fasoli A, Sauter O 2015 *Nucl. Fusion* **55** 063013
- [11] Suttrop W, Maraschek M, Conway G D, Fahrbach H U, Haas G, Horton L D, Kurki-Suonio T, Lasnier C J, Leonard A W, Maggi C F, Meister H, M ck A, Neu R, Nunes I, P tterich T, Reich M, Sips A C C, Team the A U 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1399
- [12] Ryter F, Fischer R, Fuchs J C, Happel T, McDermott R M, Viezzer E, Wolfrum E, Barrera Orte L, Bernert M, Burckhart A, da Gra a S, Kurzan B, McCarthy P, P tterich T, Suttrop W, Willensdorfer M, Team the A U 2016 *Nucl. Fusion* **57** 016004
- [13] Whyte D G, Hubbard A E, Hughes J W, Lipschultz B, Rice J E, Marmor E S, Greenwald M, Cziegler I, Dominguez A, Golfopoulos T, Howard N, Lin L, McDermott R M, Porkolab M, Reinke M L, Terry J, Tsujii N, Wolfe S, Wukitch S, Lin Y, Team the A C M 2010 *Nucl. Fusion* **50** 105005
- [14] Marinoni A, Austin M E, Hyatt A W, Saarelma S, Scotti F, Yan Z, Chrystal C, Coda S, Glass F, Hanson J M, McLean A G, Pace D C, Paz-Soldan C, Petty C C, Porkolab M, Schmitz L, Sciortino F, Smith S P, Thome K E, Turco F, Team the D D 2021 *Nucl. Fusion* **61** 116010
- [15] Austin M E, Marinoni A, Walker M L, Brookman M W, deGrassie J S, Hyatt A W, McKee G R, Petty C C, Rhodes T L, Smith S P, Sung C, Thome K E, Turnbull A D 2019 *Phys. Rev.*

- [16] Guizzo S, Nelson A O, Hansen C, Logak F, Paz-Soldan C 2024 *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** 065018
- [17] Mariani A, Balestri A, Mantica P, Merlo G, Ambrosino R, Balbinot L, Brioschi D, Casiraghi I, Castaldo A, Frassinetti L, Fusco V, Innocente P, Sauter O, Vlad G 2024 *Nucl. Fusion* **64** 046018
- [18] Kikuchi M, Takizuka T, Medvedev S, Ando T, Chen D, Li J X, Austin M, Sauter O, Villard L, Merle A, Fontana M, Kishimoto Y, Imadera K 2019 *Nucl. Fusion* **59** 056017
- [19] Xue L, Zheng G Y, Duan X R, Liu Y Q, Hoang G T, Li J X, Dokuka V N, Lukash V E, Khayrutdinov R R 2019 *Fusion Engineering and Design* **143** 48
- [20] Li Z M, Sun A P, Wang Y Z, Li Z J, Wang Z, Liu Y 2025 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **45** 446 (in Chinese) [李泽萌, 孙爱萍, 王元震, 李正吉, 王卓, 刘仪 2025 核聚变与等离子体物理 **45** 446]
- [21] Zou C, Xu H, Tan Y, Chen J, Du S, Yang Q, Gao Z 2025 *Fusion Engineering and Design* **212** 114865
- [22] Paz-Soldan C, Chrystal C, Lunia P, Nelson A O, Thome K E, Austin M E, Cote T B, Hyatt A W, Leuthold N, Marinoni A, Osborne T H, Pharr M, Sauter O, Scotti F, Wilks T M, Wilson H S 2024 *Nucl. Fusion* **64** 094002
- [23] Saarelma S, Austin M E, Knolker M, Marinoni A, Paz-Soldan C, Schmitz L, Snyder P B 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 105006
- [24] Happel T, Pütterich T, Told D, Dunne M, Fischer R, Hobirk J, McDermott R M, Plank U, the A U T 2022 *Nucl. Fusion* **63** 016002
- [25] Fontana M, Porte L, Coda S, Sauter O, Brunner S, Jayalekshmi A C, Fasoli A, Merlo G, Team T T 2019 *Nucl. Fusion* **60** 016006
- [26] Huang Z, Coda S, team the T 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014021
- [27] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, Izacard O, Ren Q, Park J M, Candy J, Wang Z, Luna C J, Izzo V A, Grierson B A, Snyder P B, Holland C, Penna J, Lu G, Raum P, McCubbin A, Orlov D M, Belli E A, Ferraro N M, Prater R, Osborne T H, Turnbull A D, Staebler G M, Team T At 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083008
- [28] Lao L L, St. John H, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [29] Pfeiffer W W, Davidson R H, Miller R L, Waltz R E 1980 ONETWO: a computer code for modeling plasma transport in tokamaks (General Atomics, San Diego, CA (United States))
- [30] Candy J, Holland C, Waltz R E, Fahey M R, Belli E 2009 *Physics of Plasmas* **16** 060704
- [31] Meneghini O, Smith S P, Snyder P B, Staebler G M, Candy J, Belli E, Lao L, Kostuk M, Luce T, Luda T, Park J M, Poli F 2017 *Nucl. Fusion* **57** 086034
- [32] Belli E A, Candy J 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 054012
- [33] Staebler G M, Kinsey J E, Waltz R E 2005 *Physics of Plasmas* **12** 102508
- [34] Wang Z, Long T, Sun A P, Li J X, Wang Z, Li Z J, Li Z Y 2025 *At. Energy Sci. Technol.* **59** 311 (in Chinese) [王哲, 龙婷, 孙爱萍, 李佳鲜, 王卓, 李正吉, 李泽宇 2025 原子能科学技术 **59** 311]
- [35] Zhong W 2024 *Innovation* **5**
- [36] Duan X R, Xu M, Zhong W L, Ji X Q, Chen W, Shi Z B, Liu X L, Lu B, Li B, Wang Y Q, Li J Q, Zheng G Y, Liu Y, Yang Q W, Yan L W, Cai L J, Li Q, Liu Y, Bai X Y, Cao Z, Chen X, Chen H T, Chen Y H, Dong G Q, Du H L, Fan D M, Gao J M, Geng S F, Hao G Z, He H M, Huang M, Jiang M, Ke R, Liang A S, Li J X, Li Q, Li Y, Li L C, Li H J, Li W B, Liu D Q, Long T, Lu L F, Nie L, Shi P W, Peng J F, Sun A P, Sun T F, Tong R H, Wei H L, Wang S,

- Xiao G L, Xiao X P, Xue L, Xu H B, Yang Z Y, Yu D L, Yu L M, Zhang Y P, Zheng X, Zhang L, Zhang Y, Zhang F, Zhang X L, Collaborators H 3 T & 2024 *Nucl. Fusion* **64** 112021
- [37] Liu L, Zhang K, Yu D L, Gao J M, Zhou Y L, Han M, Chen W J, Wei Y L, He X, Wang S Q, Yang S S, Xiao G, Shi Z B 2023 *Proceedings of the 29th IAEA Fusion Energy Conference* London, United Kingdom, October 16–20, 2023 p3125
- [38] Long T, Diamond P H, Ke R, Chen Z, Cao M, Xu X, Xu M, Hong R, Tian W, Yuan J, Liu Y, Yan Q, Yang Q, Shen C, Guo W, Wang L, Nie L, Wang Z, Hao G, Wang N, Chen Z, Pan Y, Li J, Chen W, Zhong W 2024 *Nucl. Fusion* **64** 064002
- [39] Doyle E J, Houlberg W A, Kamada Y, Mukhovatov V, Osborne T H, Polevoi A, Bateman G, Connor J W, Cordey J G, Fujita T, Garbet X, Hahm T S, Horton L D, Hubbard A E, Imbeaux F, Jenko F, Kinsey J E, Kishimoto Y, Li J, Luce T C, Martin Y, Ossipenko M, Parail V, Peeters A, Rhodes T L, Rice J E, Roach C M, Rozhansky V, Ryter F, Saibene G, Sartori R, Sips A C C, Snipes J A, Sugihara M, Synakowski E J, Takenaga H, Takizuka T, Thomsen K, Wade M R, Wilson H R, Group I T P T, Database I C, Group M T, Pedestal I, Group E T 2007 *Nucl. Fusion* **47** S18
- [40] McClenaghan J, Marinoni A, Nelson A O, Neiser T, Lao L L, Staebler G M, Smith S P, Meneghini O M, Lyons B C, Snyder P B, Austin M 2024 *Plasma Physics and Controlled Fusion* **66** 115008
- [41] Long T, Diamond P H, Ke R, Nie L, Xu M, Zhang X Y, Li B L, Chen Z P, Xu X, Wang Z H, Wu T, Tian W J, Yuan J B, Yuan B D, Gong S B, Xiao C Y, Gao J M, Hao Z G, Wang N C, Chen Z Y, Yang Z J, Gao L, Ding Y H, Pan Y, Chen W, Hao G Z, Li J Q, Zhong W L, Duan X R 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126066
- [42] Long T, Diamond P H, Xu M, Ke R, Nie L, Li B, Wang Z H, Xu J Q, Duan X R, Team H 2A 2019 *Nucl. Fusion* **59** 106010
- [43] Schmitz L 2017 *Nucl. Fusion* **57** 025003
- [44] Chen H, Chen L 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 025003
- [45] Long T, Diamond P H, Ke R, Chen Z, Xu X, Tian W, Hong R, Cao M, Liu Y, Xu M, Wang L, Yang Z, Yuan J, Zhou Y, Yan Q, Yang Q, Shen C, Nie L, Wang Z, Hao G, Wang N, Chen Z, Li J, Chen W, Zhong W 2024 *Nucl. Fusion* **64** 066011
- [46] Liu Y M, Long T, Tian W J, Zhao J, Li Y G, Li B, Wang Z H, Chen W, Xu M 2025 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **45** 430 (in Chinese) [刘延民, 龙婷, 田文静, 赵菊, 李永高, 李波, 王占辉, 陈伟, 许敏 2025 核聚变与等离子体物理 **45** 430]
- [47] Singh R, Diamond P H, Marinoni A 2024 *Nucl. Fusion* **65** 026016
- [48] Balestri A, Ball J, Coda S, Cruz-Zabala D J, Garcia-Munoz M, Viezzer E 2024 *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** 075012
- [49] Balestri A, Mantica P, Mariani A, Bagnato F, Bolzonella T, Ball J, Coda S, Dunne M, Faitsch M, Innocente P, Muscente P, Sauter O, Vallar M, Viezzer E, Team the T, Team the Euro T E 2024 *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** 065031
- [50] Merlo G, Jenko F 2023 *Journal of Plasma Physics* **89** 905890104
- [51] Balestri A, Ball J, Coda S 2025 *Plasma Phys. Control. Fusion* **67** 105025
- [52] Garbet X, Donnel P, De Gianni L, Qu Z, Melka Y, Sarazin Y, Grandgirard V, Obrejan K, Bourne E, Dif-Pradalier G 2024 *Nuclear Fusion* **64** 106055
- [53] Wesson J, Campbell D J 2011 *Tokamaks* 4th ed (Oxford ; New York: Oxford University Press) pp812

Simulation study under negative triangularity configuration of plasma confinement performance on the HL-3 tokamak*

Wang Zhe¹⁾, Long Ting^{1) †}, Sun Aiping^{1) †}, Li Zhengji¹⁾, Wang Zhuo¹⁾, Li Jiaxian²⁾, Xu Min³⁾

Zhang Yi¹⁾, Shi Zhongbin¹⁾, Xiao Guoliang¹⁾, Song Xiao²⁾, Xue Lei²⁾

1) (Institute of Fusion Science, Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610042, China)

2) (Fusion Engineering Design Institute, China Nuclear Fuel Corporation Limited, Shanghai 201100, China)

3) (Department of Nuclear Science and Technology, Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract

Exploring advanced magnetic confinement configurations is crucial for achieving high-gain, steady-state commercial fusion reactors. The negative triangularity (NT) configuration has been listed as one of the potential operation modes for future fusion devices due to its outstanding advantages, including high core confinement performance, good power exhaust capability, and no high heat load on the device wall material caused by edge localized modes. In this paper, the OMFIT was used to study the influence and mechanism of the negative triangularity double null divertor magnetic configuration on plasma confinement performance on the HL-3 Tokamak. Under matched plasma parameters (current, toroidal field, auxiliary heating, and line-averaged density), simulations reveal that the NT L-mode confinement reaches the level of positive triangularity (PT) H-mode. Specifically, key figures of merit— β_N , H_{98} , τ_{E_s} , W_{th} , $W_{th,e}$, and $W_{th,i}$ —under NT are factors of 1.08, 1.35, 1.18, 1.20, 1.02, and 1.49 times those of the PT configuration, respectively. Further analysis of plasma thermal transport reveals that the primary reason for the improved confinement performance under the NT configuration is that, within the normalized minor radius range of $\rho \approx 0.2-0.6$, the total energy transport (including both electron and ion channels) under the NT

configuration is lower than that under the PT configuration. By comparing the neoclassical transport and turbulent transport in total energy transport, it is found that the level of turbulent transport exceeds that of neoclassical transport by 1–2 orders of magnitude. **Although the neoclassical energy flux shows little variation between the two configurations, the turbulent transport is significantly lower in the NT configuration.** The analysis of the linear instability of the turbulence mode at $\rho=0.32$ indicates that under the PT, drift wave turbulence is predominantly driven by the Ion Temperature Gradient (ITG) mode and the Electron Temperature Gradient (ETG) mode. Under the NT configuration, the drift wave turbulence instabilities are dominated by ETG and Trapped Electron Mode (TEM), which primarily drive electron thermal transport. Meanwhile, the ITG mode is stabilized in this configuration, which likely explains the reduced turbulent energy transport in the ion channel under negative triangularity.

Keywords: tokamak; integrated simulation; negative triangularity configuration; turbulent transport; TGLF

* Project supported by National Magnetic Confinement Fusion Energy R&D Program of China (Grant Nos. 2024YFE03190000, **2022YFE03100004, 2024YFE03180001 and 2019YFE03040004**), National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12575237, 12305238), **Nuclear Technology R&D Program(Grant No. HJSYF2024(02))**, **Natural Science Foundation of Sichuan Province (Grant No. 2025ZNSFSC0059)**, the Youth Talent Project of China National Nuclear Corporation (Grant No. 2024-QNYC-01)and Innovation Program of Southwestern Institute of Physics (Grants Nos. 2202301XWCX001-01, 202301XWCX001-02)

These authors contributed equally.

† Corresponding author.E-mail: longt@swip.ac.cn; apsun@swip.ac.cn
The first author.E-mail:wangzhe@swip.ac.cn