

HL-2A 装置高 β_N 双输运垒实验的集成分析*李正吉¹⁾ 陈伟^{1)†} 孙爱萍¹⁾ 于利明¹⁾ 王卓¹⁾ 陈佳乐²⁾ 许健强¹⁾
李继全¹⁾ 石中兵¹⁾ 蒋敏¹⁾ 李永高¹⁾ 何小雪¹⁾ 杨曾辰¹⁾ 李鉴³⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

3) (61287 部队, 成都 610000)

(2023 年 9 月 21 日收到; 2023 年 12 月 4 日收到修改稿)

HL-2A 托卡马克装置在中性束加热条件下获得了稳定的归一化环向比压 (β_N) 大于 2.5 的等离子体, 并且实现了瞬态 $\beta_N = 3.05$ 、归一化密度 ($n_{e,l}/n_{e,G}$) ~ 0.6 、储能 (W_E) ~ 46 kJ 和高约束因子 (H_{98}) ~ 1.65 的高约束性能. 本文使用集成模拟平台 OMFIT 对 $\beta_N = 2.83$ 和 $\beta_N = 3.05$ 时刻的等离子体进行了集成模拟, 计算得到的 W_E , $n_{e,l}/n_{e,G}$, H_{98} 和 β_N 等与实验参数基本一致, 并通过计算发现两种情况下自举电流份额 (f_{BS}) 分别约达到 45% 和 46%. 此外, 还进一步分析了 HL-2A 装置形成离子温度内部输运垒 (ITB) 的原因: 快离子和 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切流使得芯部湍流输运被抑制, 改善了约束, 从而形成了离子温度 ITB. 离子温度的 ITB 与 H 模边缘输运垒相互协同形成了高 β_N 的等离子体.

关键词: HL-2A, 高 β_N , OMFIT 集成模拟, 快离子, 内部输运垒

PACS: 52.35.Qz, 52.35.Ra, 52.50.Gj, 52.55.Pi

DOI: 10.7498/aps.73.20231543

1 引言

可控核聚变装置是利用轻原子核聚合形成重原子核过程中产生的能量进行发电的装置, 其能量转换效率是传统化石能源的百万倍, 并且原料储量丰富, 运行条件安全、无污染, 成为了许多国家新能源发展的重点目标. 到目前为止, 托卡马克装置被认为是最有希望实现可控核聚变要求的实验装置. 对于磁约束聚变装置托卡马克和球形环等, 等离子体的归一化环向比压 β_N 是标志磁约束聚变装置约束性能和经济性的重要指标, $\beta_N = \beta_t/(I_p/aB_t)$, 其中, $\beta_t = P_t/(B_t/2\mu_0)$ 为等离子体环向比压; a , B_t , I_p , P_t 和 μ_0 分别是装置小半径、环向磁场强度、等离子体电流、等离子体压强和真空

磁导率. 高 β_N 有三大优势: 首先, 高 β_N 有利于等离子体达到点火条件, 即达到聚变三乘积 $nT\tau_E$ 的阈值 ($nT\tau_E \propto \beta_N H_{98}/q_{95}^2$, 其中, n 为等离子体密度, T 为等离子体温度, τ_E 为能量约束时间, H_{98} 为高约束因子, q_{95} 是安全因子在磁通量 95% 位置的值), 当三乘积到达阈值时才能发生聚变反应; 其次, 由于 β_N 与聚变功率成正比 ($P_{fus} = \beta_N^2 I_p^2 B_t^2$)^[1], 因此高 β_N 有利于提高聚变反应的燃烧效率; 最后, β_N 还与等离子体产生的自举电流份额 (f_{BS}) 成正比 (即 $f_{BS} \propto \epsilon^{-1/2} q_{95} \beta_N$, 其中 ϵ 是反环径比)^[2], 而等离子体自举电流份额越高, 越有利于托卡马克装置实现稳态运行^[3]. 在 DIII-D^[4-7], C-Mod^[8], JT-60U^[9,10], JET^[11] 等装置上, 通过对中性束 (NBI) 加热、离子回旋加热 (ICRF)、电子回旋加热 (ECRH)、低杂波电流驱动 (LHCD) 等装置的加热和电流驱

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFE03020002, 2019YFE03040004) 和国家自然科学基金 (批准号: 12125502) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenw@swip.ac.cn

动调控,并结合对等离子体的参数及剖面优化,得到了离子或电子温度的内部输运垒 (ITB) 和边缘输运垒 (ETB) 同时存在的双输运垒 (DTB) 模式,进而得到了高 β_N 等离子体. 在 HL-2A 装置大功率 NBI, 以及 NBI 和 LHCD 协同作用的情况下实现了离子温度的 ITB 和 ETB 共存的 DTB 高级运行模式 [12,13], 等离子体的芯部最高离子温度 ($T_{i,0}$) 达到 2.5 keV, 等离子体储能 (W_E) 达到了 42 kJ, β_N 可以长时间稳定在 2.5 以上, 并且实现了瞬态 $\beta_N \approx 3.0$ 的高性能等离子体.

由于大型托卡马克装置放电跨越多个时间和空间尺度, 涉及多种物理过程, 而目前大部分计算模型通常只考虑了某个时空尺度下对应的物理过程, 所以其结果很难反映托卡马克等离子体总体的真实情况, 为了更好地描述托卡马克等离子体, 集成模拟这一概念便应运而生, 集成模拟能结合多个时空尺度以及对应物理过程的代码, 并使用循环迭代的方式使它们得出自洽的结果, 能很好地反映托卡马克等离子体放电过程. OMFIT 程序 (one modeling framework for integrated tasks) 是由美国通用原子能公司 (General Atom) 开发的集成模拟平台, 其具有可视化界面, 并且对于 python 脚本有良好的支持, 并能读写多种科学文件类型, 已被用于 DIII-D, CFETR, HL-3 和 EAST 等托卡马克装置的集成模拟工作 [14–18]. 国内集成模拟程序的发展相对美国和欧洲而言起步较晚, 对于 HL-2A 装置的相关集成模拟工作刚刚展开. 本文对 HL-2A 装置上单独 NBI 加热条件下的高 β_N 双输运垒等离子体进行 OMFIT 集成模拟. 使用 OMFIT 平台的 EFIT 代码计算平衡, 通过输运代码 ONE TWO 耦合中性束代码 NUBEAM 计算加热, 并利用 TGYRO 代码耦合湍流输运代码 TGLF 和新经典输运代码 NEO 来计算输运流和 $E \times B$ 剪切. 本文第 2 节为 HL-2A 装置高 β_N 的物理实验现象介绍, 第 3 节通过 OMFIT 集成模拟平台对高 β_N 物理实验现象进行模拟, 并进一步分析双输运垒形成的原因, 第 4 节为总结.

2 HL-2A 装置高 β_N 物理实验

在 HL-2A 装置 [19] 单独 NBI 加热条件下实现了 β_N 长时间 ($t = 550\text{--}700$ ms) 维持在 2.5 以上, 且在 ITB 和 ETB 共存的 DTB 基础上实现了瞬态

β_N 达到约 3.05 的高性能等离子体. 图 1 给出了 HL-2A 装置上一次典型高 β_N 放电 (炮号 27055) 的主要参数随时间的演化, 自上而下分别为 I_p 、电子线平均密度 $n_{e,l}$ 、NBI 注入功率 P_{NBI} 、氘阿尔法 D_α 光谱信号和 W_E , 以及对应的高约束因子 H_{98} 和 β_N 等, 这些物理量也是下文 OMFIT 集成模拟分析的实验样本. 本次实验采用圆形等离子体截面下单零偏滤器氩等离子体位形放电, 等离子体电流范围 $I_p = 149\text{--}160$ kA, 环向磁场强度 $B_t \approx 1.3$ T. NBI 加热采用了同电流方向注入, 其束粒子能量 E_b 和 P_{NBI} 分别约为 40 keV 和 0.85 MW. 在 NBI 注入前 ($t \approx 502$ ms), 等离子体参数为 $I_p \approx 0$ kA, $n_{e,l} \approx 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $W_E \approx 26$ kJ, 对应的 $\beta_N \approx 1.7$. 随着 NBI 的注入, 等离子体参数大幅上升, 即等离子体约束性能迅速提高, 通过观察 D_α 信号的转变, 可以看到在 $t = 545$ ms 时刻附近等离子体从低约束模式 (L 模) 向高约束模式 (H 模) 转换, 等离子体进入无边局域模 (ELM) 阶段. 无 ELM 的 H 模约维持了 13 ms ($t = 547\text{--}560$ ms), 随着 $n_{e,l}$, W_E 等参数的持续增加, 在 $t = 561$ ms 时刻, D_α

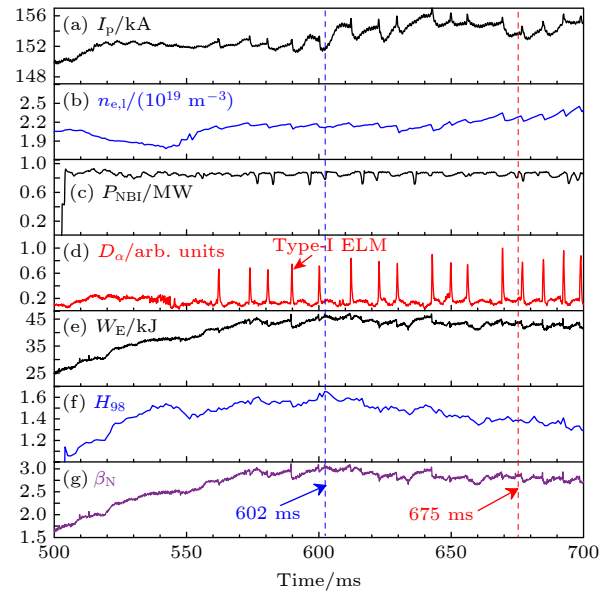


图 1 HL-2A 装置 27055 次高 β_N 放电实验主要参数随时间的演化 (a) 等离子体电流 I_p ; (b) 电子线平均密度 $n_{e,l}$; (c) NBI 注入和低混杂波电流驱动功率 P_{NBI} 和 P_{LHCD} ; (d) 氘阿尔法辐射 D_α 信号; (e) 等离子体储能 W_E ; (f) 约束品质因子 H_{98} ; (g) β_N

Fig. 1. Evolution of discharge parameters in HL-2A high β_N plasmas in shot 27055: (a) Plasma current; (b) average electron density; (c) power of NBI and LHCD; (d) deuterium α signal; (e) stored energy; (f) confinement improvement factor; (g) normalized beta.

开始出现大幅度的 ELM 特征, 并在 $n_{e,l}$ 和 W_E 等信号上发现与 ELM 对应的垮塌. 在 $t = 602$ ms 时刻, 主要等离子体参数为 $I_p \approx 152$ kA, $n_{e,l} \approx 2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 等离子体的 W_E 达到了最高 ~ 46 kJ, 与此对应的 $\beta_N = 3.05$, $H_{98} = 1.65$ 和 $\tau_E \approx 40\text{--}45$ ms. 随着时间的推移, 大 ELM 的爆发和 $n_{e,l}$ 的持续升高使 W_E 逐渐降低, 对应的 H_{98} 和 β_N 也持续下降. 在 $t = 675$ ms 附近, 等离子体参数趋于稳定, 该时刻等离子体参数为 $I_p \approx 154$ kA, $n_{e,l} \approx 2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $W_E \approx 43$ kJ, $H_{98} \approx 1.39$, $\beta_N \approx 2.83$. 通过分析计算, 发现 560—700 ms 之间的 ELM 频率在 80—140 Hz 之间, W_E 的损失为 6%—9%, 因此判断其为 I 型 ELM.

在 HL-2A 装置上, 通过电荷交换复合光谱仪 (CXRS) 诊断系统测量 T_i 和等离子体环向旋转频率 f_t [20], 使用电子回旋辐射计 (ECE) 诊断系统测量电子温度 T_e [21], 通过 HCOOH 激光干涉仪 [22] 和

调频连续波 (FMCW) 微波反射仪 [23] 诊断系统分别测量芯部和台基区电子密度 n_e . 图 2(a)—(d) 蓝色和红色三角形数据点和曲线分别展示了通过上述诊断系统得到的在 $t = 602$ ms ($\beta_N = 3.05$) 和 675 ms ($\beta_N = 2.83$) 两个时刻的 T_i , T_e , n_e 和 f_t 等主要等离子体参数的径向分布图, 其中 n_e 的剖面通过将芯部和边缘测量得到的密度剖面耦合而成. 可以明显地观察到, 除了图 2(c) 的 n_e 分布之外, 图 2(a), 图 2(b) 和图 2(d) 给出的 T_i , T_e 和 f_t 等剖面数据在 602 ms 时刻的数值均明显地高于 675 ms 时刻. 并且, 在两个时刻的 T_i 和 f_t 剖面芯部和边缘同时观测到了 ITB 和 ETB, ITB 主要集中在归一化小半径 ρ 为 0.38 附近, 而 ETB 的位置则在 $\rho = 0.9$ 附近. 在 602 ms 时刻, T_i 和 f_t 拥有更强的 ITB, 芯部离子温度 $T_{i,0} = 1.9$ keV 和芯部环向旋转频率 $f_{t,0} = 21.5$ kHz, 而在 675 ms 时刻的 $T_{i,0} = 1.7$ keV, $f_{t,0} = 18.2$ kHz.

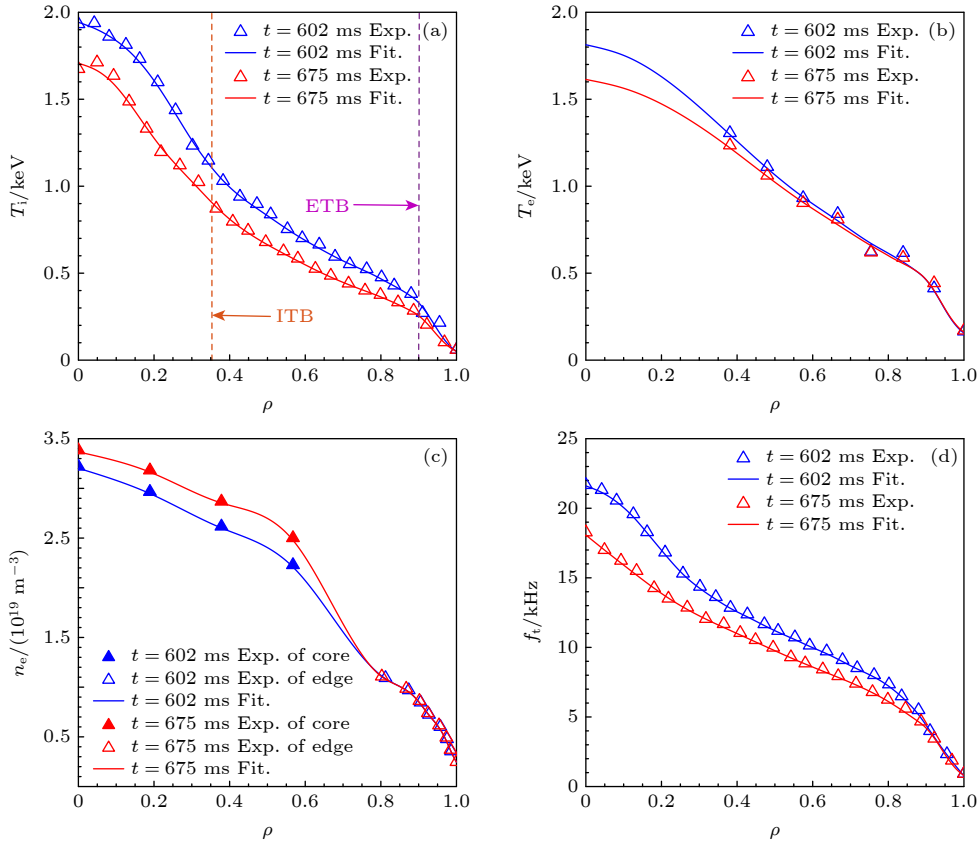


图 2 HL-2A 装置高 β_N 放电等离子体参数径向分布图 (a) 离子温度 T_i ; (b) 电子温度 T_e ; (c) 电子密度 n_e ; (d) 等离子体环向旋转频率 f_t . Exp. 表示通过诊断测量得到的实验数据点, Fit. 表示通过拟合得到的剖面数据. 在 $t = 602$ ms 和 675 ms 时刻的实验和拟合数据分别用蓝色和红色三角形和实线表示

Fig. 2. Profiles of the high β_N discharge profiles of (a) T_i , (b) electron temperature, (c) electron density and (d) toroidal rotation frequency of plasmas. Exp. and Fit. mean the experimental data from diagnostics systems and the fitting curves. The colors of blue and red present the data from $t = 602$ ms and 675 ms, the triangles and solid curves mean the data in experiment and fitting.

3 高 β_N 等离子体放电的 OMFIT 集成模拟

使用 OMFIT 集成模拟代码对 27055 次放电中 β_N 分别为 3.05 和 2.83 的 $t = 602$ ms 和 675 ms 时刻 (图 1 中蓝色和红色虚线所指示的时刻) 的实验参数进行了演算. 在模拟过程中, 使用的等离子体 T_i , T_e , n_e 和 f_i 等主要实验剖面如图 2 所示. 等离子体的 q 分布、大半径 R 、小半径 a , 以及等离子体平衡等主要通过 EFIT 代码得到. 表 1 为实验数据与 OMFIT 模拟得到的宏观参数的对比 (如 $n_{e,i}$, W_E , H_{98} 和 β_N , 以及归一化电子密度 ($n_{e,i}/n_{e,G}$, 其中, $n_{e,G} = I_p/(\pi a^2)$ 是 Greenwald 密度), 进一步通过 OMFIT 计算得到的 f_{BS} 和等离子体内感 l_i 等实验无法直接得到的数据. 通过对比发现: 通过 OMFIT 模拟得到的高 β_N 条件下两个时刻的参数与实验值基本一致, 证明了该模拟计算的准确性. 此外, 还通过该模拟得到了在 $\beta_N = 3.05$ 和 2.83 情况下, l_i 分别为 0.97 和 0.91, f_{BS} 已分别达到了 46% 和 45%, 意味着 HL-2A 装置有实现混合运行^[24]或者稳态运行^[1]等托卡马克先进运行模式的可能, f_{BS} 详细的分布情况如图 3(c) 和图 3(d) 所示.

通过 OMFIT 集成模拟得到的等离子体压强, q , NBI 加热功率沉积密度 p_{NBI} 和电流密度 j 等参数的详细分布情况分别在图 3(a)—(d) 进行了展示. 其中, 图 3(a) 中的实线和虚线分别代表了 $t = 602$ ms 和 675 ms 时刻的压强和 q 剖面分布图, 可以看到, 在 602 ms 时刻的等离子体芯部的压强要明显高于 675 ms 时刻的数值. 从图 3(c) 和图 3(d) 的总电流分布 j_{Total} 可发现, 由于等离子体电流的离轴分布, 使得图 3(a) 中 602 ms 时刻和 675 ms 时刻都形成了 $q_0 > 2$ 且 $q_{min} \geq 1.5$ 的反磁剪切 q 剖面, 并且由于 602 ms 时刻的总电流分布更加峰化, 其 $q_{min} \approx 1.5$ 比 675 ms 时刻的 $q_{min}(> 1.5)$ 更低. 两

个放电时刻 $f_{BS} \approx 45\% - 46\%$ 接近, 但 NBI 驱动电流的比例在 602 ms 和 675 ms 分别为 33% 和 28%. 这可能与 NBI 加热过程中在两个时刻的等离子体密度分布有关, 如图 1(b) 和图 2(c) 所示, 低密度等离子体有利于 NBI 电流驱动. 从图 3(b) 可以发现, NBI 的功率主要沉积于离子, 沉积位置集中在归一化小半径 $\rho = 0.38$ 以内, 这与离子温度 ITB 的位置一致. 对比图 3(a)—(d) 四幅图可以发现, NBI 的驱动电流、能量沉积剖面的最大值位置, 与总电流分布最大值位置以及 q 剖面最小值的位置是重合的 (在归一化小半径 $\rho = 0.25$ 左右的位置), 可见 NBI 驱动电流诱导了反磁剪切的产生. 因此, NBI 主要加热位置的离轴 (主要加热位置在 $\rho = 0.25$ 左右) 形成了离子温度 ITB 与 q 剖面的反磁剪切.

虽然 602 ms 时刻和 675 ms 时刻的等离子体拥有相同的 NBI 加热功率, 以及相近的离子功率沉积剖面, 但相较于 675 ms 时刻, 602 ms 时刻的离子温度却形成了更强的 ITB, 我们认为这是由于 NBI 产生的快离子对等离子体输运的影响造成了 602 ms 时刻与 675 ms 时刻等离子体剖面的差别^[25,26]. 因此, 本文使用了 TGYRO 耦合湍流输运代码 TGLF 和新经典输运代码 NEO, 对等离子体归一化小半径 $\rho = 0 - 0.8$ 以内能量流的湍性输运和新经典输运模式进行了计算, 并分析了没有快离子情况下的输运, 计算模型是静电模式, 并包含了 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切. 图 4 从上到下依次展示了快离子比压分布 (β_f)、离子湍性输运能量流分布 ($Q_{i,Tur}$)、离子新经典输运能量流分布 ($Q_{i,Neo}$), 左边的图 4(a)、图 4(c)、图 4(e) 三幅图和右边的图 4(b)、图 4(d)、图 4(f) 三幅图分别为 602 ms 时刻和 675 ms 时刻对应的参数. 图 4 中 $\beta_f = P_f/(Bt/2\mu_0)$, P_f 为快离子压强, G.B. 为回旋波姆单位 (GyroBohm units). 从图 4(a) 和图 4(b) 可看到, 602 ms 时刻的快离子比压 β_f 显著强于 675 ms 时刻. 对比图 4(c)、图 4(d) 和图 4(e)、图 4(f), 上述两个不同时刻对应的湍性

表 1 27055 次放电在 $t = 602$ ms 和 675 ms 时刻的实验 (Exp.) 与 OMFIT 集成模拟结果 (Mod.) 的宏观参数对比
Table 1. Comparisons between the experimental data and OMFIT simulation results at $t = 602$ ms and 675 ms in shot 27055.

	T/ms	$n_{e,i}/m^{-3}$	W_E/kJ	β_N	H_{98}	f_{BS}	$n_e/n_{e,G}$	l_i
Exp.	602	2.11	46	3.05	1.65	×	0.60	×
	675	2.29	43	2.83	1.38	×	0.64	×
Mod.	602	2.11	44	3.04	1.68	46%	0.60	0.97
	675	2.27	43	2.84	1.41	45%	0.64	0.91

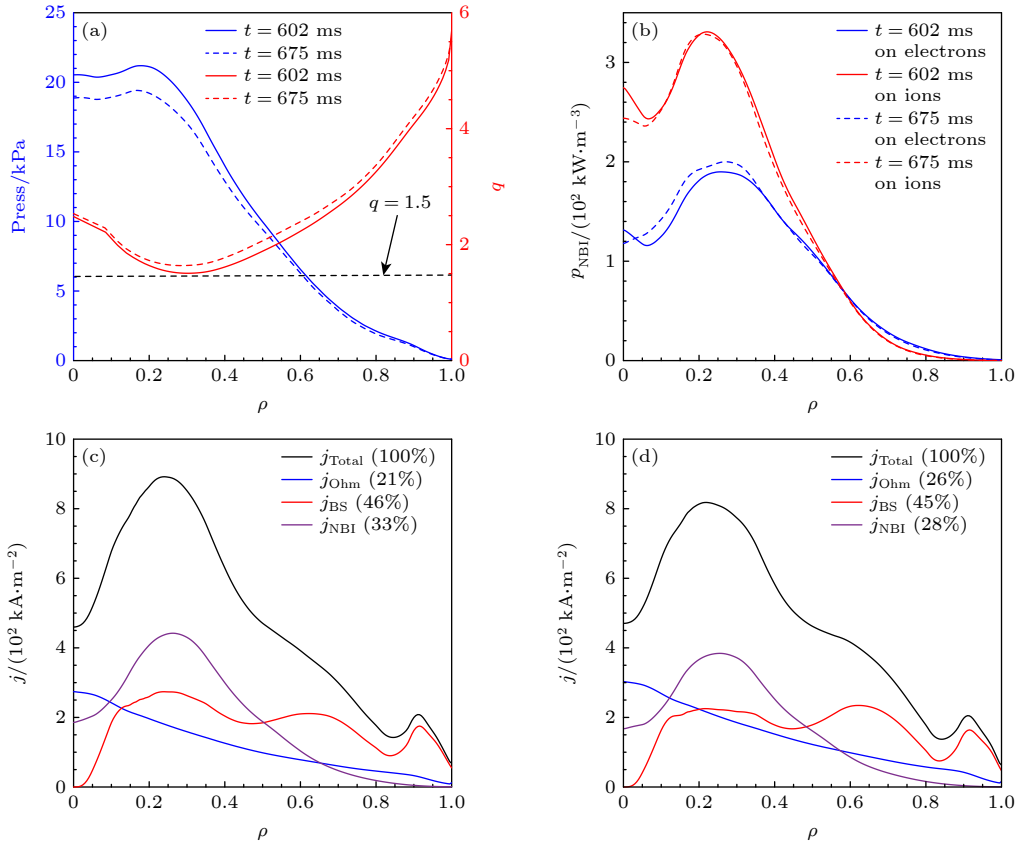


图 3 通过 OMFIT 集成模拟得到的 (a) 等离子体压强 (Press) 和 q 剖面, (b) NBI 加热功率沉积密度 p_{NBI} , (c) 602 ms 时刻的等离子体电流密度剖面 (j), (d) 675 ms 时刻的等离子体电流密度剖面 (j). 其中, 图 (a) 中的实线为 602 ms 时刻的剖面, 虚线为 675 ms 时刻的剖面; 图 (b) 中的实线和虚线分别表示为 NBI 的能量沉积在离子和电子的能量密度分布; 图 (c) 和图 (d) 中的 j_{Total} , j_{NBI} , j_{Ohm} 和 j_{BS} 分别为总电流密度分布、中性束驱动电流密度分布、欧姆驱动电流密度分布和自举电流密度分布

Fig. 3. Integrated simulation results from OMFIT about distributions of (a) plasma pressure and q profile, (b) NBI power deposition, (c) 602 ms plasma current density, (d) 675 ms plasma current density. The solid line represents data of 602 ms and the dashed line represents data of 675 ms in panel (a). The solid and dashed curves present the NBI power deposited on ions and electrons in panel (b). j_{Total} , j_{NBI} , j_{Ohm} and j_{BS} means the total current density, current density driven by NBI, Ohmic and bootstrap current densities in panels (c) and (d).

输运流均比新经典输运流强度高出两个量级, 可见等离子体输运以湍性输运为主. 此外, 通过图 4(c) 和图 4(d) 可以看到, 无论是 602 ms 时刻, 亦或是 675 ms 时刻, 有快离子时的离子热输运强度整体是弱于没有快离子的, 可见, NBI 产生的快离子对于湍流输运有抑制作用.

对于快离子抑制湍流输运的物理机制, 这里讨论线性与非线性两种情况. 首先对于快离子抑制湍流输运的线性机制, 目前认为有 4 个可能的因素^[27]: 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离子温度梯度不稳定性 (ITG 模) 起致稳作用. 2) 高能粒子的存在可以增加局域的等离子体压强梯度, 从而改

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量粒子分布函数具有负梯度时, 高能量粒子的朗道阻尼可能会显著地抑制 ITG 的不稳定性. 4) 高能粒子经常伴随的电磁效应, 会引起磁力线弯曲而增加自由能, 进而能够显著地抑制 ITG 不稳定性. 可见, 快离子抑制湍流输运的线性机制, 主要就在于快离子对 ITG 湍流的稀释与抑制. 对于快离子抑制湍流输运的非线性机制, 目前认为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剪切对湍流的抑制作用^[28], 但对这一非线性问题的理解还不够充分, 仍需进一步的研究.

离子热输运被快离子抑制之后, 等离子体约束得到改善, 从而使得 602 ms 时刻和 675 ms 时刻的

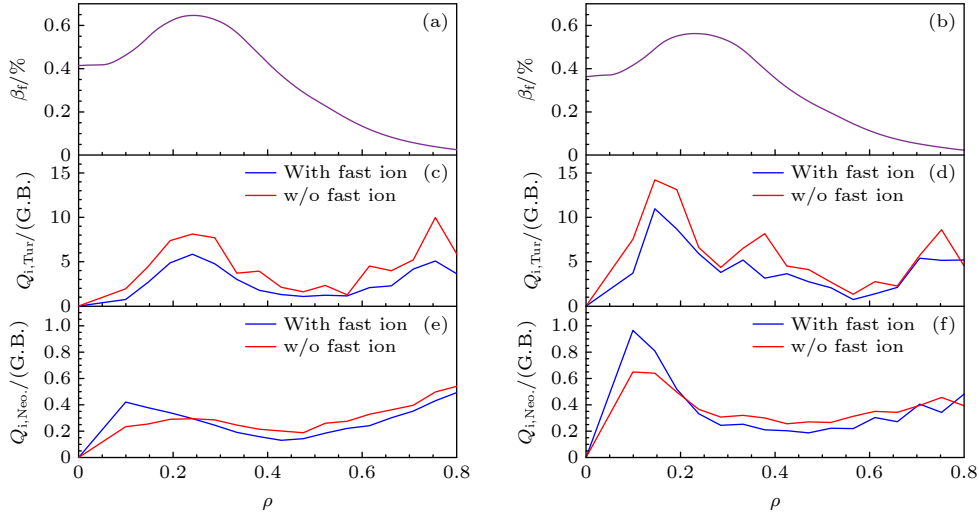


图4 快离子与能量输运示意图 (a), (c), (e) 分别为 602 ms 时刻的快离子分布、湍性输运能量流、新经典输运能量流; (b), (d), (f) 分别为 675 ms 时刻的快离子分布、湍性输运能量流、新经典输运能量流. 图中红线表示没有快离子, 蓝线表示有快离子
Fig. 4. Fast ion and energy flux: (a), (c), (e) Fast ion, energy flux of turbulent transport, energy flux of neoclassic transport for 602 ms; (b), (d), (f) fast ion, energy flux of turbulent transport, energy flux of neoclassic transport for 675 ms; the red line means with fast ions, the blue line means with out fast ions.

等离子体得到了更高的离子温度剖面. 但从图 4(c) 和图 4(d) 可以发现, 无论是否存在快离子, 在 ITB 以内 ($\rho < 0.38$) 602 ms 时刻的湍流输运强度显著弱于 675 ms 时刻, 可见除了 NBI 产生的快离子, 还有其他因素在影响输运, 考虑到图 2(d) 中 602 ms 时刻比 675 ms 时刻更峰化的旋转频率剖面以及输运模型包含了 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切效应, 因此 602 ms 时刻较弱的湍性能量流很可能是 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切对湍流输运产生的影响所导致的. 为此, 本文使用湍流输运代码 TGLF 的回旋朗道流体输运模块^[29] 计算了 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 相关参数. 图 5 展示了归一化的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 旋

转剪切率 $a\gamma_E/c_s$ 在归一化小半径 $\rho = 0-0.8$ 的分布, 其中 $\gamma_E \approx (r/q)(dqV_{E \times B} \cdot r)/dr$ 是 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 旋转剪切率, c_s 为离子声波, $V_{E \times B}$ 为 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切速度. 由于 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切流能够有效地通过剪切作用降低湍流结构的相关长度从而抑制湍流输运^[30,31], 从图 5 可以看到, 无论是否有快离子的存在, 602 ms 时刻的归一化旋转剪切率 $a\gamma_E/c_s$ 整体都是强于 675 ms 时刻, 尤其在归一化小半径 $\rho \leq 0.38$ 的 ITB 范围以内. 可见图 4(c) 和图 4(d) 中, ITB 以内 ($\rho < 0.38$) 602 ms 时刻的湍流输运强度峰值显著小于 675 ms 时刻, 是由于芯部更强的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切的存在, 更好地抑制了芯部的湍流输运, 使 602 ms 时刻拥有更强的 ITB, 进而得到了更高的等离子体比压.

4 总 结

本文讨论的 HL-2A 装置 27055 次放电实验, 在 NBI 加热条件下, 获得了稳定的高 β_N 等离子体 ($\beta_N > 2.5$, 持续时间 $t \approx 150$ ms), 并且实现了瞬态 $\beta_N = 3.05$, $n_e/n_{e,G} \approx 0.6$, $H_{98} \approx 1.65$, $f_{BS} \approx 46\%$ 的高约束性能. 使用 OMFIT 对 $\beta_N = 2.83$ 和 $\beta_N = 3.05$ 两种情况下的等离子体进行了集成模拟, 得到了电流密度分布、NBI 能量沉积剖面、压强和安全因子分布, 并与实验的宏观参数进行了对比, 模拟结果能够较为准确地还原实验参数. 对输运流进行了计算和分析, 得到了离子温度 ITB 形成的原因:

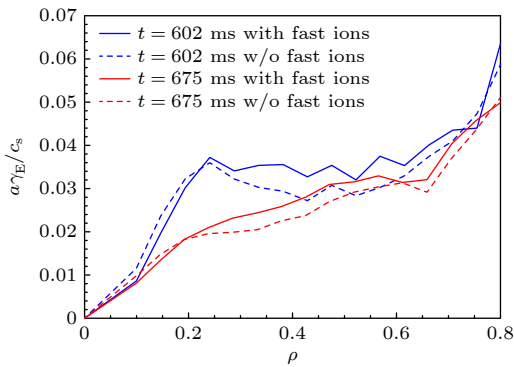


图5 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切率, 图中蓝线为 602 ms 时刻的剖面, 红线为 675 ms 时刻的剖面, 而虚线表示没有快离子, 实线表示有快离子.

Fig. 5. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear rate. The blue line represents data of 602 ms and the red line represents data of 675 ms, and the dashed line means with out fast ions, the solid line means with fast ions.

NBI 加热使等离子体进入 H 模, 高 β_N 的输运以湍流输运为主, 而快离子作用和 $E \times B$ 剪切使得等离子体芯部的湍流输运被抑制, 从而形成了离子温度 ITB. 并且, 在 H 模条件下, ITB 与 ETB 相互协同形成了高 β_N 的 DTB 离子温度剖面. 对比 602 ms 时刻和 675 ms 时刻, 可以看到 602 ms 时刻在更低的密度条件下得到了更高的 β_N , 所以我们进一步的工作是在同样 NBI 加热下, 计算和寻找在什么样的等离子体密度区间内, 能得到更强的温度 ITB、更高的稳态 β_N 和更大的自举电流份额, 为 HL-2M 装置高比压实验提供依据.

参考文献

- [1] Gormezano C, Sips A C C, Luce T C, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S285
- [2] Doyle E J, Houlberg W A, Kamada Y, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S18
- [3] Buttery R J, Covele B, Ferron J, et al. 2019 *Journal Fusion Energy* **38** 72
- [4] Staebler G M, Garofalo A M, Pan C, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 056113
- [5] Ding S, Garofalo A M, Knolker M, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 034001
- [6] Knolker M, Evans T E, Snyder P B, et al. 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 025017
- [7] Greenfield C M, Burrell K H, DeBoo J C, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4544
- [8] Wukitch S J, Boivin R L, Bonoli P T, et al. 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2149
- [9] Fujita T, Ide S, Kamada Y, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 085001
- [10] Kamada Y, JT-60 Team 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1311
- [11] Tuccillo A A, Crisanti F, Litaudon X, et al. 2006 *Nucl. Fusion* **46** 214
- [12] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [13] Chen W, Yu L M, Xu M, et al. 2022 *Fundam. Res.* **2** 667
- [14] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083008
- [15] Jian X, Chen J L, Chan V S, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 046012
- [16] Pan C, Staebler G M, Lao L L, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 036018
- [17] Jian X, Holland C, Candy J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 225002
- [18] Snyder P B, Hughes J W, Osborne T H, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 086017
- [19] Duan X R, Ding X T, Dong J Q, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 104012
- [20] Wei Y. L, Yu D L, Liu L, et al. 2014 *Sci. Instrum.* **85** 103503
- [21] Shi Z B, Jiang M, Huang X L, et al. 2014 *Sci. Instrum.* **85** 023510
- [22] Li Y G, Zhou Y, Li Y, et al. 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 083508
- [23] Shi Z B, Zhong W L, Jiang M 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 094007
- [24] Sips A C C 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** A19
- [25] Garcia J, Challis C, Citrin J, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 053007
- [26] Citrin J, Jenko F, Mantica P, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 155001
- [27] Citrin J, Garcia J, Görler T, et al. 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 014032
- [28] Chen L, Qiu Z Y, Zonca F 2023 *Nucl. Fusion* **63** 106016
- [29] Waltz R E, Staebler G M, Dorland W, et al. 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2482
- [30] Diamond P, Itoh S I, Itoh K, et al. 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R35
- [31] Burrell K H 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1499

Integrated analysis of high- β_N double transport barriers scenario on HL-2A*

Li Zheng-Ji¹⁾ Chen Wei^{1)†} Sun Ai-Ping¹⁾ Yu Li-Ming¹⁾ Wang Zhuo¹⁾
 Chen Jia-Le²⁾ Xu Jian-Qiang¹⁾ Li Ji-Quan¹⁾ Shi Zhong-Bing¹⁾
 Jiang Min¹⁾ Li Yong-Gao¹⁾ He Xiao-Xue¹⁾ Yang Zeng-Chen¹⁾ Li Jian³⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, China National Nuclear Corporation, Chengdu 610041, China*)

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

3) (*Units of 61287, Chengdu 610000, China*)

(Received 21 September 2023; revised manuscript received 4 December 2023)

Abstract

Tokamak is considered as the most promising experimental setup for achieving controllable nuclear fusion requirements. The parameter β_N is an important parameter for tokamak devices: high β_N benefits not only to plasma fusion but also to the enhancement of fusion reaction efficiency and the facilitation of steady-state operation. The HL-2A tokamak device has achieved stable plasma with β_N exceeding than 2.5 through neutral beam injection heating, and transiently reached $\beta_N = 3.05$, with a normalized density ($n_{e,l}/n_{e,G}$) of about 0.6, stored energy (W_E) of around 46 kJ, and confinement improvement factor (H_{98}) of about 1.65. In this work, the integrated simulation platform OMFIT is used to analyze the plasma at $\beta_N = 2.83$ and $\beta_N = 3.05$, and the obtained W_E , $n_{e,l}/n_{e,G}$, H_{98} , β_N , etc. are consistent with the experimental parameters. The bootstrap current (f_{BS}) can reach to 45% and 46%. At both of the above moments, there are ion temperature double transport barrier (DTB) generated by the coexistence of internal transport barrier (ITB) and edge transport barrier (ETB), while high β_N is usually related to DTB. In addition, the formation of ion temperature ITB in the HL-2A device is further analyzed, which is attributed to the dominance of turbulent transport in plasma transport, the suppression of turbulent transport in the core by fast ions and $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shear, and the resulting improvement in confinement, thereby ultimately leading to the formation of ion temperature ITB. The ITB of ion temperature and the ETB of H-mode synergistically contribute to the creation of high β_N plasma.

Keywords: HL-2A, High- β_N , OMFIT integrated simulation, fast ion, internal transport barrier

PACS: 52.35.Qz, 52.35.Ra, 52.50.Gj, 52.55.Pi

DOI: [10.7498/aps.73.20231543](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231543)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFE03020002, 2019YFE03040004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12125502).

† Corresponding author. E-mail: chenw@swip.ac.cn

HL-2A装置高 β_N 双输运垒实验的集成分析

李正吉 陈伟 孙爱萍 于利明 王卓 陈佳乐 许健强 李继全 石中兵 蒋敏 李永高 何小雪 杨曾辰 李鉴

Integrated analysis of high- β_N double transport barriers scenario on HL-2A

Li Zheng-Ji Chen Wei Sun Ai-Ping Yu Li-Ming Wang Zhuo Chen Jia-Le Xu Jian-Qiang Li Ji-Quan Shi Zhong-Bing Jiang Min Li Yong-Gao He Xiao-Xue Yang Zeng-Chen Li Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 065202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231543

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231543>

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

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

中国环流器2号A托卡马克弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak

物理学报. 2021, 70(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210641>

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>

预测HL-2A托卡马克台基结构的MHD稳定性数值研究

Numerical study on predicting MHD stability of HL-2A tokamak pedestal structure

物理学报. 2022, 71(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221098>

外电场和双轴应变对MoSH/WSi₂N₄肖特基结势垒的调控

Modulation of MoSH/WSi₂N₄ Schottky-junction barrier by external electric field and biaxial strain

物理学报. 2022, 71(21): 217301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220882>