



HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

罗一鸣 王占辉 陈佳乐 吴雪科 付彩龙 何小雪 刘亮 杨曾辰 李永高 高金明 杜华荣 昆仑集成模拟设计组

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

Luo Yi-Ming Wang Zhan-Hui Chen Jia-Le Wu Xue-Ke Fu Cai-Long He Xiao-Xue Liu Liang Yang Zeng-Chen Li Yong-Gao Gao Jin-Ming Du Hua-Rong Kulun Integrated Simulation and Design Group

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 075201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211941

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

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>

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>

磁化套筒惯性聚变一维集成化数值模拟

One-dimensional integrated simulations of magnetized liner inertial fusion

物理学报. 2020, 69(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191411>

惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

物理学报. 2021, 70(7): 075207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201491>

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

HL-2A 上 NBI 加热 H 模实验的集成模拟分析*

罗一鸣¹⁾ 王占辉^{1)†} 陈佳乐²⁾ 吴雪科¹⁾ 付彩龙¹⁾ 何小雪¹⁾ 刘亮¹⁾
 杨曾辰¹⁾ 李永高¹⁾ 高金明¹⁾ 杜华荣³⁾ 昆仑集成模拟设计组¹⁾

1) (核工业西南物理研究院, 聚变科学技术所, 成都 610041)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

3) (西南交通大学物理科学与技术学院, 成都 611756)

(2021 年 10 月 19 日收到; 2021 年 11 月 29 日收到修改稿)

托卡马克等离子体物理过程时空尺度跨度大, 不同空间区域 (如芯部、台基区、刮削层、靶板区) 的主要物理过程不同, 因此需要采用系统集成方法开展全域多时空尺度物理问题分析. 为了更加深入地研究托卡马克等离子体放电实验的稳态运行及爬升期间的输运与约束过程, 通常采用多种物理程序开展集成模拟研究, 对放电实验结果进行集成模拟对照, 相互验证并进一步开展物理分析. 本文基于 OMFIT 平台, 结合 HL-2A 装置第 37012 炮高比压放电实验结果完成了集成模拟验证与分析, 验证了程序的可靠性与适用性. 在该流程中, 通过选取适当的模型, 对实验参数进行了校核与补充, 经演化后模拟结果与实验结果比较吻合. 在此基础上, 本文进一步采用 TGLF 模型开展了芯部静电漂移波线性不稳定性分析, 结果显示 NBI 离轴加热导致 H 模约束改善的原因是, 该实验在 NBI 功率沉积位置的 ETG 不稳定性处于被抑制的状态, 输运由 ITG 不稳定性占据主导, 同时输运水平降低至新经典水平.

关键词: 磁约束核聚变, HL-2A, 高比压, H 模

PACS: 52.35.Ra, 52.40.Mj, 52.50.Gj, 52.55.Fa

DOI: 10.7498/aps.71.20211941

1 引言

目前以托卡马克为代表的可控磁约束核聚变是核聚变研究的一种主要方式. 托卡马克中等离子体具有复杂的物理现象, 其时间尺度、空间尺度的跨度很大^[1], 且在不同区域的物理机制也不尽相同, 因此无法使用单一理论模型或者物理程序进行准确且快速的模拟. 对不同尺度的物理采用不同的模块分别计算, 将平衡、输运、不稳定性、加热及电流驱动等程序通过适当的流程设计耦合起来, 即可在

尽可能快的时间内, 得到尽可能精确的计算结果.

目前较为常见的集成模拟平台有 OMFIT^[2], CRONOS^[3], METIS^[4] 和 IMAS^[5] 等, OMFIT 作为目前国际上最为成熟、最为全面的集成模拟平台, 集成了多个等离子体物理计算程序, 可以涵盖输运^[6,7]、电流演化^[8]、平衡^[9]、不稳定性分析^[10] 等物理. 目前在其他装置上, 已采用 OMFIT 开展了实验结果的集成模拟分析与验证^[11–15]. 最早在 DIII-D 的 L 模放电^[11] 中进行了集成模拟分析与验证, 而后在 H 模放电实验中, 实现了芯部与台基的自洽耦合集成模拟, 对实验结果实现了很好的模拟验

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2018YFE0303102, 2017YFE0302100)、四川省科技创新人才项目 (2022JDRC0014)、国家自然科学基金 (批准号: 11805158, 11875234, 12047576, 11805055)、国家自然科学基金重点项目 (批准号: U1867222)、四川省青年科技创新研究团队项目 (批准号: 2020JDTD0030) 和中国科学院等离子体物理研究所科学基金青年拔尖项目 (批准号: DSJJ-2020-03) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhwang@swip.ac.cn

证^[12]. 在 EAST 上已经完成了对稳态长脉冲放电^[13]、高比压放电^[14]和高自举电流放电^[15]实验的模拟验证. 然而, 在国内 HL-2A 托卡马克装置上开展的实验结果的集成模拟分析与验证工作还比较少.

此外, 集成模拟在新型托卡马克装置、未来聚变堆的放电运行模式设计中也扮演着极为重要的角色. 在完成对装置的零维设计后, 采用集成模拟对装置的运行模式进行设计, 有利于校核设计参数, 以及为放电实验提供重要的参考依据. 目前已采用 OMFIT 的集成模拟流程, 完成了对 ITER^[16]和 CFETR^[17–19]等装置的运行模式设计与优化. 此外, 基于 METIS 和 CRONOS 程序, 在 DEMO 上完成了稳态运行模式的设计工作^[20].

本文共分为五个部分. 第一部分引言介绍 OMFIT 集成模拟对实验结果验证的研究概况. 第二部分介绍本文所采用的 OMFIT 集成模拟工作流程及主要程序模块的物理模型. 第三部分介绍 HL-2A 装置实验放电参数和初始等离子体温度和密度剖面, 以及集成模拟计算结果. 第四部分进一步分析芯部不稳定性, 探讨了芯部约束改善的物理机制. 第五部分为本文的总结.

2 OMFIT 集成模拟工作流及物理模型

2.1 OMFIT 集成模拟工作流

本文所采用的集成模拟工作流如图 1 所示. 该工作流按照任务目标分成两部分: 芯部实验结果的集成模拟验证和芯部不稳定性分析. 在实验结果验证的集成模拟流程中, 包含了平衡程序 EFIT^[21]、电流演化及源项程序 ONETWO^[22]和剖面演化程序 TGYRO^[6,7]. ONETWO 同时耦合了辅助加热计算模块, 如计算中性束的 NUBEAM^[23]、计算低杂波的 GENRAY^[24]、计算 ECRH 的 TORAY^[25]程序模块. 本工作流程重点在于芯部实验结果的集成模拟与不稳定性分析, 所以台基剖面将固定为实验剖面.

考虑到电流扩散时间尺度远大于输运时间尺度, 为了数值上的准确性, 集成模拟中采用输运时间尺度作为迭代的时间步长. 一个完整的电流演化过程需要非常多的时间迭代步数才能实现, 因此在单一程序内同时对电流分布和等离子体动理学剖面如电子密度 n_e 、电子温度 T_e 、离子温度 T_i 等进行高效地演化是不现实的. 这里将计算电流演化和等离子体动理学剖面演化的过程分开计算, 由 ONETWO

进行各种源项计算和电流演化, 而等离子体动理学剖面的演化则由包含了芯部湍性和新经典输运的 TGYRO 程序进行计算.

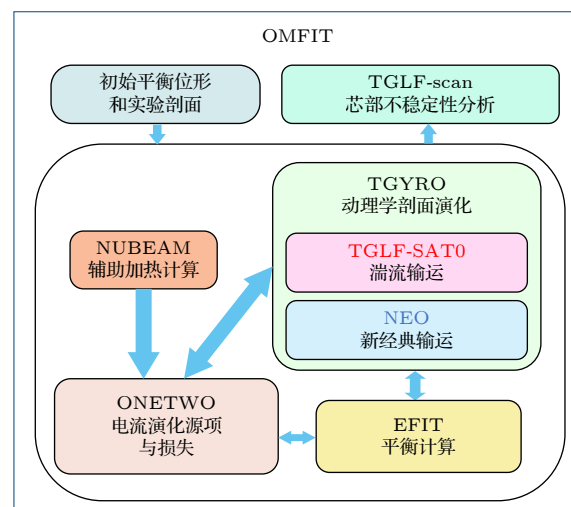


图 1 OMFIT 芯部等离子体剖面集成模拟流程图

Fig. 1. The integrated simulation workflow of core plasma with OMFIT.

将电流和输运分开计算的基本假设是, 在特定条件下的平衡态物理计算过程中, 电流和输运可以分开计算多次迭代集成达到最终平衡态, 等离子体可以在一个远小于电阻扩散时间尺度的时间内, 输运达到热平衡状态. 这样我们可以按照在电流演化的时间尺度上取相应的步长, 电流每演化一个步长, 直接计算新的电流分布下输运能够达到的稳定状态, 从而避免了按时间演化输运所需要的大量计算成本, 同时保证了所关心的平衡状态演化的计算精度. 该流程无需对小尺度输运过多关注, 完成对电流分布和动理学剖面演化后, 即可在此基础上引入新模块对更为细致的物理问题进行研究.

具体的集成模拟工作流程如下:

1) 从 HL-2A 放电平顶段的某一时刻 t_0 出发, 将该时刻处理后的实验数据导入 OMFIT 集成平台, 包括电子密度 n_e 、电子温度 T_e 、离子温度 T_i 、杂质离子密度 n_{imp} 或有效电荷 Z_{eff} 、辐射功率 Q_{rad} 、环向旋转速度 Ω 的剖面分布, 以及等离子体电流 I_p 、环电压 V 、环向磁场强度 B_t 和平衡位形等.

2) 保持等离子体动理学剖面不变, 在一个很短的输运时间步长 τ 内使用 ONETWO 计算电流分布, 同时由 ONETWO 调用辅助加热计算程序来计算热源项. 由于本文所分析的实验只有中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 加热, 因此只

需调用 NUBEAM 程序来计算驱动电流以及快离子分布. 在 HL-2A 的实验中, 由于能量约束时间通常在 10 ms 的量级, 为了能够根据剖面及时更新加热、电流驱动, 因此将时间步长设置为 1 ms.

3) 把 ONETWO 计算得到的压强 p 和电流分布 FF' 剖面传递给 EFIT, 由 EFIT 进行平衡计算, 得到新的电流分布下的等离子体平衡.

4) 将 2) 得到的热源项和 3) 得到的等离子体平衡交给剖面演化 TGYRO 程序, 由 TGYRO 计算芯部区域的等离子体动力学剖面, 如电子密度 n_e 、电子温度 T_e 、离子温度 T_i .

5) 将实验上的台基区等离子体剖面与 TGYRO 计算得到的芯部等离子体剖面相结合, 便得到归一化小半径从 0 到 1 上的完整等离子体剖面.

6) 基于更新后的剖面和平行, 重新循环进行第 2)–5) 步的操作, 在迭代 N 个循环后, 等离子体剖面计算达到收敛, 最终得到一个稳态的解.

2.2 物理模型

EFIT 是托卡马克平衡重建最常用的程序, 其原理是计算磁面坐标下的 Grad-Shafranov 方程:

$$R \frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 R^2 p'(\psi) + \mu_0^2 F(\psi) F'(\psi), \quad (1)$$

其中 p 是压强; F 是电流量; ψ 是约化后的极向磁通. 在给定初始值 $p(\psi)$ 和 $F(\psi)$ 后, 即可由 EFIT 程序计算得到二维的平衡位形.

ONETWO 和 TGYRO 都是计算输运的程序, 但原理上不尽相同. ONETWO 采用 GLF23^[26] 和一些简化的新经典输运模型分别计算湍流输运系数和新经典输运系数, TGYRO 则是采用 TGLF 和 NEO 程序来分别计算湍流输运和新经典输运. 在得到输运系数后, ONETWO 求解输运方程来获得随时间演化的温度、密度、电流剖面, TGYRO^[6,7] 则是通过通量匹配的方法来得到演化终态的温度、密度、环向旋转剖面. 如 2.1 节所述, 采用 TGYRO 来模拟温度、密度剖面, 用 ONETWO 来模拟电流剖面. 下面详细介绍 TGYRO 相关的物理模型与求解方法.

TGLF 既可以作为线性程序^[10] 计算不稳定性波模的本征函数、频率和增长率, 也可以作为准线性输运模型^[27] 计算湍性输运通量, 包括粒子、能量和环向动量通量等. 在集成模拟工作流程中, TGLF 以准线性模型得到湍性输运通量, 传递给 TGYRO

进行剖面演化计算. 目前 TGLF 湍性通量计算仅适用于捕获离子模 (trapped ion mode, TIM)、捕获电子模 (trapped electron mode, TEM)、离子温度梯度模 (ion temperature gradient, ITG)、电子温度梯度模 (electron temperature gradient, ETG) 的漂移波湍流, 而无法计算由动理学气球模 (kinetic ballooning mode, KBM)、环向阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmode, TAE) 以及高能粒子模 (energetic particle mode, EPM) 等引起的湍性输运. TGLF 的饱和准则通过与 GYRO 或 CGYRO 非线性动理学模拟结果校核而确定的, 发展出 SAT0^[27] 和 SAT1^[28] 两种不同的饱和准则. 通常认为 SAT0 更适用于低 q_{95} 的情形 (如 $q_{95} \leq 6$), 后者适用于高 q_{95} 的情形^[29]. 本文研究的实验 $q_{95} \sim 4$, 因此选择使用 SAT0.

新经典物理程序 NEO^[30–32] 是直接求解漂移动理学方程的第一性原理程序, 基于线性 Fokker-Planck 碰撞算子, 通过直接求解一系列由 DKE 推导出来的方程来得到等离子体的分布方程, 进而得到相应的输运系数. 它可以比较精确地求解新经典效应主导的任何物理量, 比如新经典输运通量、自举电流、等离子体旋转等. 在计算新经典输运通量方面, NEO 与流体程序 NCLASS 和解析公式 Chang-Hinton 都有很好的校核, 但 NEO 比后两者的适用范围都广.

TGYRO 可以快速地将输运计算到稳态, 忽略中间的演化过程. TGYRO 通过调用 TGLF 和 NEO 分别计算湍性输运通量和新经典输运通量, 实现总通量 Q_σ ($\sigma = i, e$) 与源项计算得来的目标通量 Q_σ^T 相匹配^[32].

$$Q_\sigma(r) = \frac{1}{V'(r)} \int_0^r dx V'(x) s_\sigma(x) = Q_\sigma^T(r), \quad (2)$$

$$Q_\sigma(r) = Q_\sigma^{\text{tur}}(r) + Q_\sigma^{\text{neo}}(r). \quad (3)$$

在定义归一化温度梯度 $z_i = -\frac{a}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial r}$ 和 $z_e = -\frac{a}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r}$ 后, 采用迭代法求解温度梯度, 使得下式收敛, 即输运通量与目标通量相匹配:

$$Q_\sigma(z_i, z_e, T_i, T_e) - Q_\sigma^T(T_i, T_e) = 0. \quad (4)$$

给定 $r = r_*$ 处的边界条件 $T_\sigma(r_*) = T_\sigma^*$ 后, 即可积分反演得到整个剖面:

$$T_\sigma(r) = T_\sigma^* \exp \left(\int_r^{r_*} dx z_\sigma(x) \right). \quad (5)$$

3 实验结果验证

3.1 初始实验等离子体温度和密度剖面

HL-2A 托卡马克是一个具有上、下封闭式偏滤器的中型聚变研究装置, 其大半径为 $R = 1.65$ m, 小半径为 $a = 0.4$ m. 通常情况下, 装置运行在下单零偏滤器位形. 典型的等离子体放电参数为: 等离子体电流 $I_p = 180\text{--}200$ kA, 线平均电子密度 $n_e = (1.5\text{--}4) \times 10^{19}\text{m}^{-3}$, 环向磁场 $B_t = 1.2\text{--}1.6$ T. 此外, 在 HL-2A 装置上具有 1.5 MW 的中性束注入加热系统 (NBI), 5 MW 的电子回旋加热系统 (ECRH) 和 1 MW 的低杂波电流驱动系统 (LHCD). 基于 HL-2A 的第 37012 炮高比压高约束模放电进行模拟验证, 加热方式只有 NBI 加热, 无射频波加热, 诊断数据较为齐全, 其放电参数如图 2 所示. 根据放电参数, 选取稳态运行阶段的某一时刻作为模拟的初始时刻 t_0 , 这里 t_0 选取的是进入 H 模后的 1020 ms, 该时刻具体的参数见表 1. 第 37012 炮是常规偏滤器下单零位形放电, 采用两束 NBI 进行加热, 等离子体参数相对较高.

实验诊断获得的动理学剖面主要有电子密度

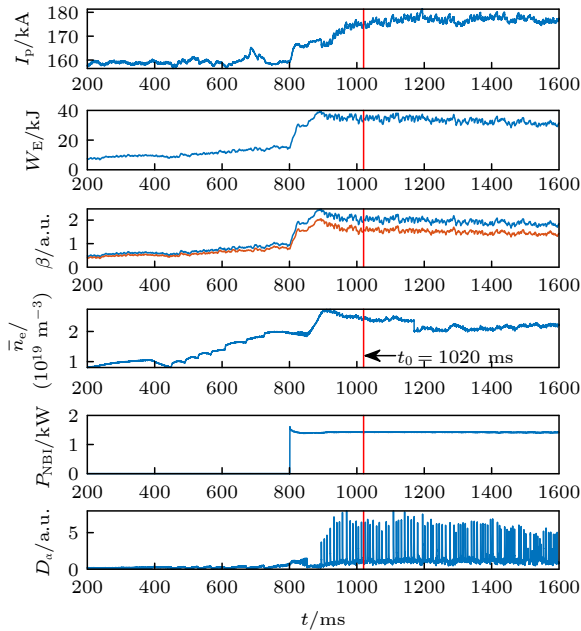


图 2 第 37012 炮放电参数 (a) 等离子体电流 I_p ; (b) 等离子体储能 W_E ; (c) 归一化比压 β_N 和极向比压 β_p ; (d) 线平均电子密度 $\bar{n}_e$; (e) NBI 加热功率 P_{NBI} ; (f) D_α

Fig. 2. The dischargement parameters of the shot #37012: (a) Plasma current I_p ; (b) stored energy W_E ; (c) normalized beta β_N and poloidal beta β_p ; (d) line-averaged electron density $\bar{n}_e$; (e) NBI heating power P_{NBI} ; (f) D_α .

n_e 、电子温度 T_e 、离子温度 T_i 、离子旋转速度 ω . 电子密度由 FIR 和微波反射两种诊断方式进行测量, 电子温度由 ECE 诊断进行测量, 离子温度和旋转速度则由 CXRS 系统给出. CXRS 测量 C^{6+} 的光谱, 通过假定氖离子与碳离子的温度与旋转速度相等来获取氖离子的信息. 由于芯部电子密度较高, ECE 诊断中出现了截止, 因此芯部电子温度也将结合离子温度以及等离子体总储能来近似构建. 对第 37012 炮 1020 ms 时刻的离子温度和旋转速度数据处理如图 3 所示.

表 1 第 37012 炮在 1020 ms 时的参数

Table 1. The parameters of the shot #37012 at the 1020 ms.

物理量	值
I_p/kA	175
B_t/T	1.26
q_{95}	4
P_{NBI}/kW	750+680
β_N	1.98
$\bar{n}_e/10^{19}\text{m}^{-3}$	2.4
W_E/kJ	33.3
芯部离子温度/keV	2.07

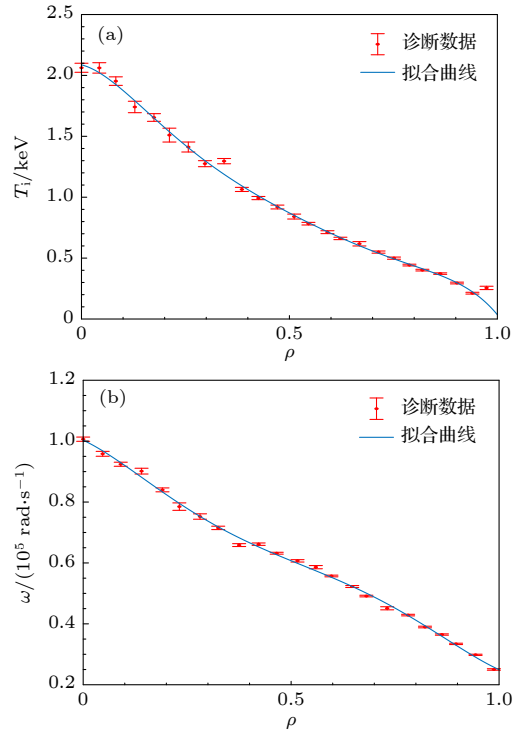


图 3 第 37012 炮在 1020 ms 时的 (a) 离子温度和 (b) 旋转速度剖面

Fig. 3. The ion temperature profile (a) and rotation profile (b) of the shot #37012 at the 1020 ms.

电子密度有两种诊断方式, 在边界通过微波反射进行测量, 精度较高, 可以在排除异常数据点后直接使用, 而靠近磁轴的电子密度是通过激光干涉进行测量, 数据点较少, 可以提供弦积分密度信息. 对电子密度的处理则是以微波反射测量值为准, 同时参考激光干涉弦积分后的芯部剖面, 在实验误差允许的范围内, 二次重建一个同时满足反磁测量得到的线平均密度和微波反射诊断数据的电子密度剖面, 如图 4 所示.

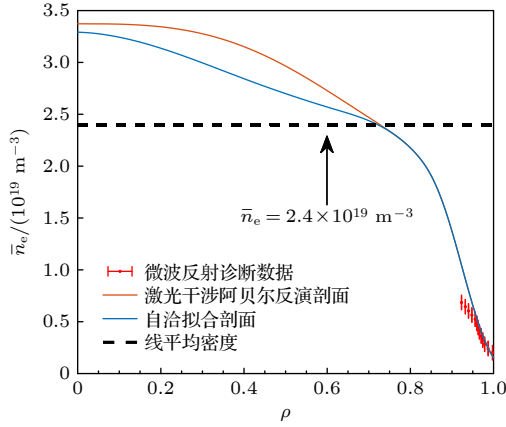


图 4 第 37012 炮在 1020 ms 时的电子密度剖面处理

Fig. 4. The treatment of electron density profile of the shot #37012 at the 1020 ms.

在诊断数据不够齐全且不自洽时, 采纳精度高、数据全的诊断数据, 通过构造的方式得到与宏观参量 (线平均密度、储能、 β_N) 相匹配的且诊断未给出的电子温度剖面. 本文参考离子温度剖面形状, 经过计算, 最终得到与其他测量结果自洽的电子温度剖面, 如图 5 所示. 在 3.2 节中, 使用图 3 拟合后的离子温度和旋转实验剖面、图 4 二次优化后的电子密度实验剖面, 以及图 5 构造的电子温度剖面, 一起作为 OMFIT 集成模拟验证的初始输入.

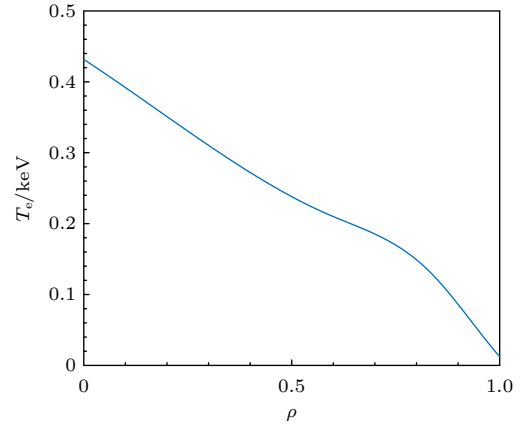


图 5 第 37012 炮在 1020 ms 时得到的电子温度剖面

Fig. 5. The profile of electron temperature of the shot #37012 at the 1020 ms.

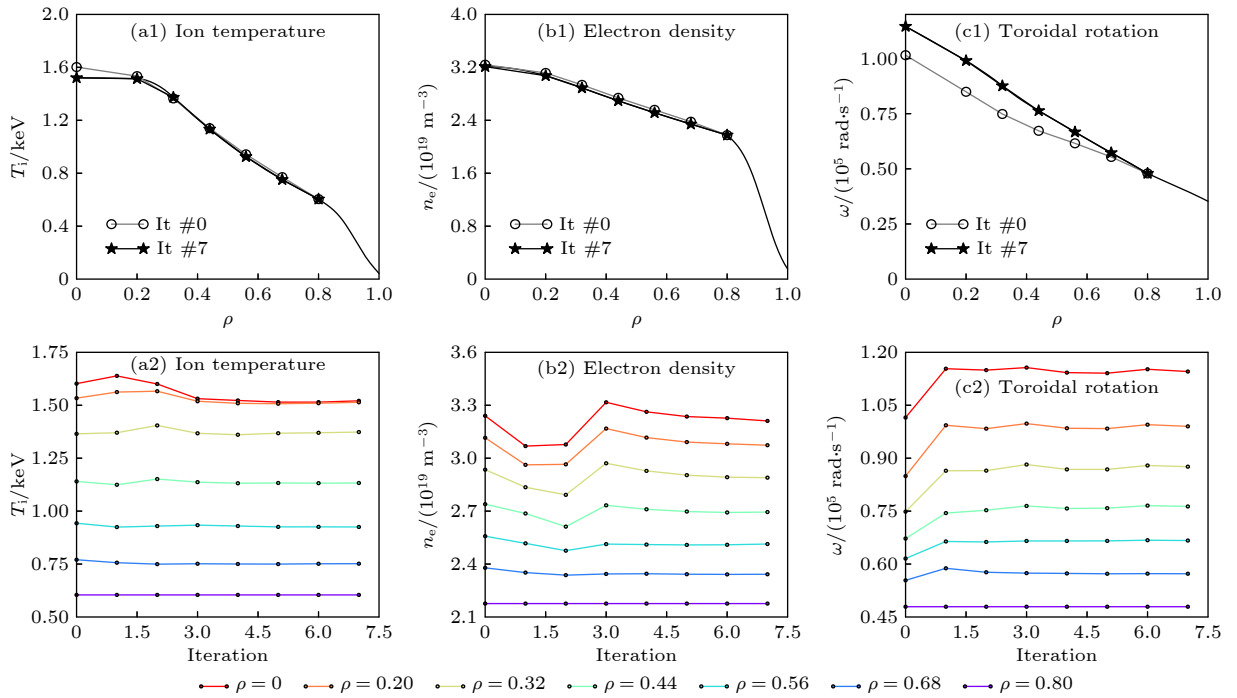


图 6 集成模拟计算中各物理量的多次迭代收敛性 (a1), (b1), (c1) 迭代前后对比; (a2), (b2), (c2) TGYRO 计算点的收敛过程

Fig. 6. The astringency of each physical quantity in the integrated simulation: (a1), (b1), (c1) The comparison between before and after the iteration; (a2), (b2), (c2) the convergence process of the TGYRO calculating points.

3.2 集成模拟与实验结果对照与分析

按照 2.1 节中介绍的计算流程, 在 HL-2A 装置上对第 37012 炮进行了模拟验证. 在 ONETWO 计算中, 采用耦合的 NUBEAM 程序对中性束粒子进行追踪计算. 模拟时间段是 1020—1030 ms, 在这个时间段内等离子体处于平顶段稳定运行阶段, 各个等离子体参数几乎没有变化.

由于台基区物理的复杂性以及诊断上的误差, 目前对台基区域的计算和对照不是很可靠. 在对第 37012 炮的模拟中, 芯部 ($\rho < 0.8$) 的湍流运输和新经典运输采用 TGYRO 进行计算, 而在边界处 ($0.8 < \rho < 1$) 固定剖面, 与实验保持一致. 在第 37012 炮的实验诊断里, 缺少对杂质密度或有效电荷的诊断, 这里按照其他实验炮的诊断, 将有效电荷设置为全空间恒定的常数 2.6.

经过多轮迭代后, 各项宏观参数及动理学剖面演化趋于收敛. 从图 6—图 8 中可以看出, 温度、密度以及压强略有下降, 磁轴处温度最大误差也控制在 10% 以内, 但整体上与实验上吻合得很好, 可以证明以上的集成模拟流程可信. 对各种成分的电流

剖面计算结果如图 7 所示, 可以得到自举电流的份额为 52%, NBI 驱动电流份额在 30% 左右, 欧姆电流为 18%.

在第 37012 炮中, 由两束同向的 NBI 对主等离子体进行加热, 总功率为 1.4 MW. 经过 NUBEAM 程序计算, 可以从图 9 中看出, 本炮放电采取的 NBI 离轴注入, 能量沉积位置主要在归一化小半径为 0.2 处附近, 且对离子成分的加热效果更加显著.

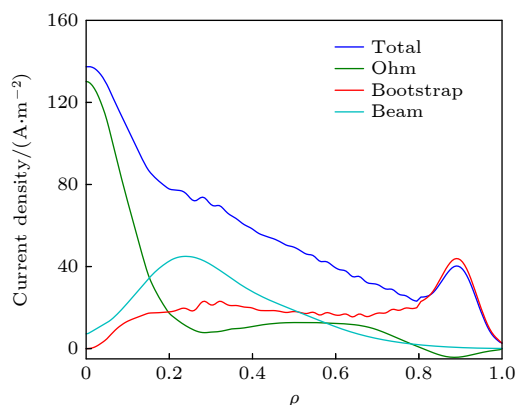


图 7 第 37012 炮在 1020 ms 时刻的各成分电流剖面
Fig. 7. The current profiles of each composition of the shot #37012 at the 1020 ms.

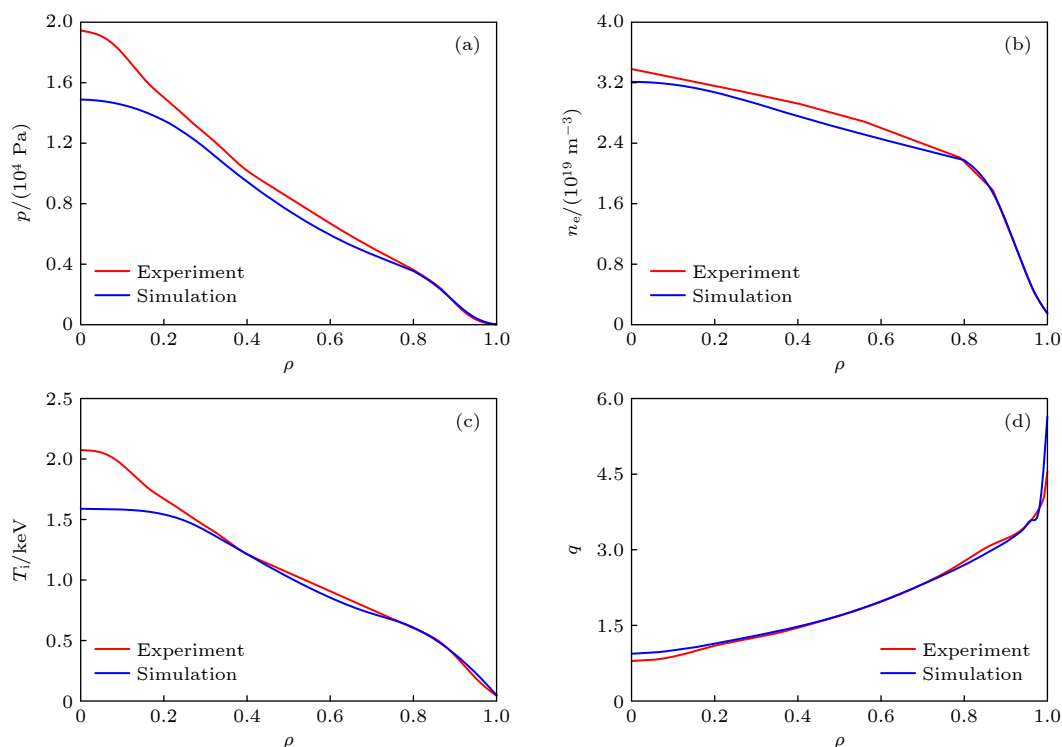


图 8 第 37012 炮在 1020 ms 时刻剖面的模拟结果与实验结果对照 (a) 压强剖面; (b) 电子密度剖面; (c) 离子温度剖面; (d) 安全因子 q 剖面

Fig. 8. The experiment and simulation profiles comparison of the shot #37012 at the 1020 ms: (a) Pressure; (b) electron density; (c) ion temperature; (d) safety factor q .

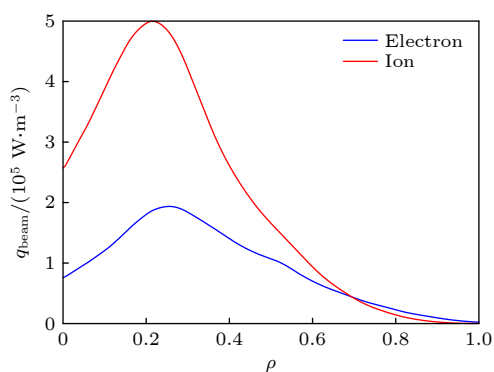


图9 NBI能量密度沉积分布

Fig. 9. The distribution of NBI deposited energy density.

4 芯部输运分析

在计算达到稳定状态后,对 TGYRO 最终结果进行分析,从图 10 可以看出, TGYRO 计算的总通量与目标通量可以相匹配,满足 (2) 式—(4) 式. 电子能量输运通道是湍性输运 (即 TGLF 计算出的湍性通量) 占据主导,而离子能量输运通道上,湍性和新经典输运 (即 TGLF 计算出的新经典通量) 所占份额几乎相当,在 $\rho = 0.2 - 0.3$ 附近的 ITB (internal transport barrier) 区域氦离子能量输运由新经典输运占主导,湍性输运得到抑制.

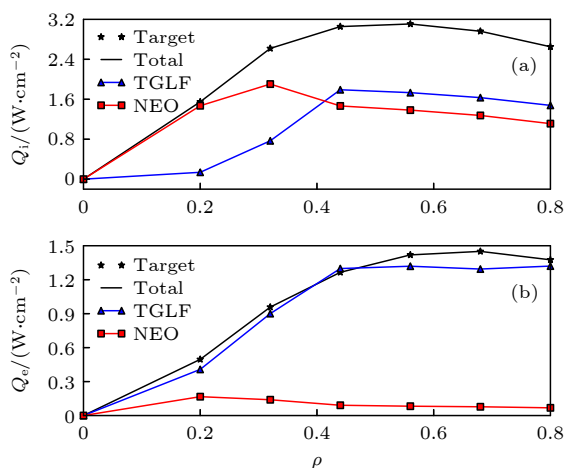


图 10 第 37012 炮放电在 1020 ms 时刻模拟后得到 (a) 离子能量通量; (b) 电子能量通量

Fig. 10. The ion energy flux (a) and electron energy flux (b) of the shot #37012 at the 1020 ms.

使用 TGLF-scan 模块对上述结果进行静电漂移波不稳定性分析,图 10 为 $0.2 - 0.9$ 区间内两支最不稳定的本征模式扫描结果,横坐标为归一化小半径,纵坐标为归一化波数 $k_{\theta}\rho_s$,颜色深浅代表不稳定性增长率的高低,而红色代表的是电子抗磁漂

移方向 ($\omega > 0$),蓝色代表的是离子抗磁漂移方向 ($\omega < 0$).通过图 11 的波数分析进行模式识别,在 $0.2 - 0.3$ 区域内,高 k 的不稳定性受到抑制,主要是 ITG 模主导的湍流,在 0.7 以外,有 TEM 和 ITG 得到增长.

在经过 TGLF 对不同位置 ($\rho = 0.3, 0.5, 0.8$) 的微观不稳定进行计算后,给出相应的增长率与波数的关系,如图 12 所示.图中横纵坐标分别为归一化的波数 $k_{\theta}\rho_s$ 和 $\gamma(c_s/a)$,其中 $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$, $\rho_s = c_s/\Omega_s$, $\Omega_s = eB/m_i c$, a 为装置小半径.按照线性分析的结果来看,高 k 模式在 $\rho = 0.3$ 附近受到抑制,湍流由红色小圆点代表的 ITG 主导.在偏离

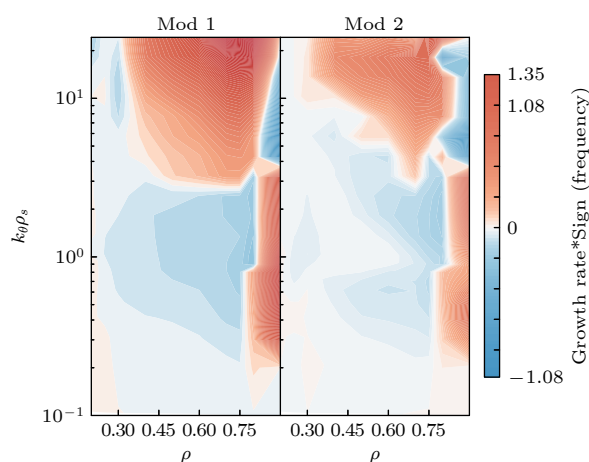
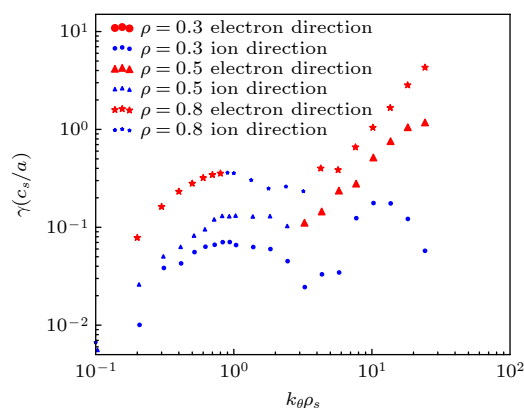
图 11 $0.2 - 0.8$ 区域内两支最不稳定的本征模式的频谱
Fig. 11. The spectrum of two most unstable eigenmode in the $0.2 - 0.8$ region.图 12 $\rho = 0.3, 0.5, 0.8$ 处线性不稳定性的增长率与波数的关系 (蓝色为电子抗磁漂移方向,红色为离子抗磁漂移方向)

Fig. 12. The relationship between the growth-rate and wavenumber of the linear instabilities in the $\rho = 0.3, 0.5, 0.8$ (the blue points represent the electron diamagnetic drift direction and the red points represent the ion diamagnetic drift direction).

ITB 区域 ($\rho = 0.5$) 内, ETG 逐渐增长, 成为湍流的主要因素. 而在更靠近边界处 ($\rho = 0.8$), TEM 和 ITG 都得以增长, 但主导输运的仍是 ETG 不稳定性.

5 结 论

在 OMFIT 平台上, 通过集成 EFIT, ONETWO/NUBEAM, TGYRO/TGLF/NEO 得到了可以实现对 HL-2A 装置第 37012 炮高比压放电实验结果的集成模拟验证流程. 在该流程中, 验证了 HL-2A 装置的程序适用性和可靠性, 最终芯部集成模拟结果整体上可以很好地与实验诊断数据相吻合, 磁轴处温度最大误差仍然控制在 10% 以内. 在第 37012 炮的模拟结果基础上, 进一步采用 TGLF 模型进行线性不稳定性分析, 结果显示 NBI 沉积位置附近的高 k 微观 ETG 不稳定性受到抑制, 输运由低 k 的 ITG 占据主导, 输运水平降低至接近新经典的水平, 从而实现了 NBI 离轴加热导致的 H 模约束改善.

目前的结果尚未考虑台基和边界区物理, 无法对边界杂质输运影响进行更多细致分析. 同时, 这里需要更为全面详细的诊断数据作为支撑, 未来将在本文工作基础上进一步完善对 HL-2A 实验的集成模拟验证流程.

感谢 GA 方面提供的 OMFIT 平台支持和 GACODE, 感谢 Orso Meneghini、毛瑞、李航、吴木泉对本文工作的指导、建议和帮助.

参考文献

- [1] Ida K, Fujita T 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 033001
- [2] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, Izacard O, Ren Q, Park J M, Staebler G M 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083008
- [3] Artaud J F, Basiuk V, Imbeaux F, Schneider M, Garcia J, Giruzzi G, Turco F 2010 *Nucl. Fusion* **50** 043001
- [4] Artaud J F, Imbeaux F, Garcia J, Giruzzi G, Aniel T, Basiuk V, Urban J 2018 *Nucl. Fusion* **58** 105001
- [5] Imbeaux F, Pinches S D, Lister J B, Buravand Y, Casper T, Duval B, Strand P 2015 *Nucl. Fusion* **55** 123006
- [6] Candy J, Holland C, Waltz R E, Fahey M R, Belli E A 2009 *Phys. Plasma* **16** 060704
- [7] Pan C, Staebler G M, Lao L L, Garofalo A M, Gong X, Ren Q, Smith S P 2013 *Phys. Plasmas* **20** 082503
- [8] Pfeiffer W W, Davidson R H, Miller R L, Waltz R E 1980 GA-A16178 <http://fusion.gat.com/THEORY/onetwo>
- [9] Lao L L, St John H, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nucl. Fusion* **25** 1611
- [10] Staebler G M, Kinsey J E, Waltz R E 2005 *Phys. Plasmas* **12** 102508
- [11] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, Izacard O, Ren Q, Park J M, Staebler G M 2015 *Nuclear Fusion* **55** 083008
- [12] McClenaghan J, Garofalo A M, Lao L L, Weisberg D B, Meneghini O, Smith S P, Holcomb C T 2020 *Nucl. Fusion* **60** 046025
- [13] Wu M Q, Li G Q, Chen J L, Du H F, Gao X, Ren Q L 2018 *Nucl. Fusion* **58** 046001
- [14] Gao X, Yang Y, Zhang T, Liu H, Li G, Ming T 2017 *Nucl. Fusion* **57** 056021
- [15] Wu M Q, Pan C K, Chan V S, Li G Q, Garofalo A M, Jian X, Liu L, Ren Q L, Chen J L, Gao X, Gong X Z, Ding S Y, Qian J P 2018 *Phys. Plasmas* **25** 042506
- [16] Meneghini O, G Snoep, B C Lyons, J McClenaghan, C S Inai, B Grierson, S P Smith, G M Staebler, P B Snyder, J Candy, E Belli, L Lao, J M Park, J Citrin, T L Cordemiglia, A Tema, S Mordijck 2021 *Nucl. Fusion* **61** 026006
- [17] Chen J L, Jian X, Chan V S, Li Z, Deng Z, Li G 2017 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **59** 075005
- [18] Chen J L, Chan V S, Jian X, Zhang X J, Ren Q L, Li G Q, Zhou C X, CFETR Phys Team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046002
- [19] Jian X, Chen J L, Chan V S, Zhuang G, Li G Q, Deng Z, Shi N, Xu G L, Staebler G M, Guo W F 2017 *Nucl. Fusion* **57** 046012
- [20] Giruzzi G, Artaud J F, Baruzzo M, Bolzonella T 2015 *Nucl. Fusion* **55** 073002
- [21] Lao L L, John H S, Stambaugh R D, Kellman A G, Pfeiffer W 1985 *Nuclear Fusion* **25** 1611
- [22] John H S, Taylor T S, Lin-Liu Y R, Turnbull A D 1994 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **3** 603
- [23] Goldston R J, McCune D C, Towner H H, Davis S L, Hawryluk R J, Schmidt G L 1981 *J. Comput. Phys.* **43** 61
- [24] Jenkins T G, Held E D 2015 *J. Comput. Phys.* **297** 427
- [25] Lin-Liu Y R, Chan V S, Prater R 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4064
- [26] Waltz R E, Staebler G M, Dorland W, Hammett G W, Kotschenreuther M, Konings J A 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2482
- [27] Staebler G M, Kinsey J E, Waltz R E 2007 *Phys. Plasmas* **14** 055909
- [28] Howard N T, Holland C, White A E, Greenwald M, Candy J 2016 *Nucl. Fusion* **56** 014004
- [29] McClenaghan J, Garofalo A M, Meneghini O, Smith S P, Leuer J A, Staebler G M, Lao L L, Park J M, Ding S Y, Gong X, Qian J 2017 *Nucl. Fusion* **57** 116019
- [30] Belli E A, Candy J 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 095010
- [31] Belli E A, Candy J 2009 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51** 075018
- [32] Belli E A, Candy J 2012 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54** 015015

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

Luo Yi-Ming¹⁾ Wang Zhan-Hui^{1)†} Chen Jia-Le²⁾ Wu Xue-Ke¹⁾
 Fu Cai-Long¹⁾ He Xiao-Xue¹⁾ Liu Liang¹⁾ Yang Zeng-Chen¹⁾
 Li Yong-Gao¹⁾ Gao Jin-Ming¹⁾ Du Hua-Rong³⁾
 Kulun Integrated Simulation and Design Group¹⁾

1) (*Center for Fusion Science, Southwest Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

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

3) (*School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 611756, China*)

(Received 19 October 2021; revised manuscript received 29 November 2021)

Abstract

The physical process of tokamak plasma spans a large space-time scale, and the main physical processes differ widely in different spatial regions (such as core, pedestal, scraping-off layer, divertor region), so it is necessary to adopt the integrated modeling method to analyze the physical problems on a global multi-space-time scale. In order to study in depth the transport and confinement during the steady-state or ramp-up of the tokamak discharging experiment, it is necessary to use a variety of physical programs to carry out integrated simulation research and physical analysis. Based on the OMFIT platform, in this paper the integrated simulation verification and analysis of the shot #37012 are conducted, which is a high- β discharge experiment on HL-2A device and verifies the reliability and applicability of those programs. In this process, the experimental parameters are checked and supplemented by selecting appropriate models. The simulation results after evolution are consistent with the experimental results. On this basis, we use the TGLF model to analyze the linear electrostatic drift wave instability in the core region. The reason for the improvement of the H-mode confinement by NBI off-axis heating is that the ETG instability in the NBI power deposition region is suppressed. The transport is dominated by ITG instability in the internal transport barrier (ITB), and the transport is reduced to the level of neoclassical transport.

Keywords: magnetic confinement fusion, HL-2A, High- β , H mode

PACS: 52.35.Ra, 52.40.Mj, 52.50.Gj, 52.55.Fa

DOI: 10.7498/aps.71.20211941

^{*} Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Research Program of China (Grant Nos. 2018YFE0303102, 2017YFE0302100), the Sichuan Science and Technology Project(2022JDRC0014), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11805158, 11875234, 12047576, 11805055), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1867222), the Sichuan Youth Science and Technology Innovation Team Project, China (Grant No. 2020JDTD0030), and the Outstanding Project Funding for Young Researcher in ASIPP, China (Grant No. DSJJ-2020-03).

[†] Corresponding author. E-mail: zhwang@swip.ac.cn