

东方超环托卡马克高约束模式边界等离子体输运数值模拟研究*

杜海龙¹⁾ 桑超峰¹⁾ 王亮¹⁾²⁾ 孙继忠¹⁾ 刘少承²⁾ 汪惠乾²⁾
张凌²⁾ 郭后扬²⁾ 王德真^{1)†}

1) (大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116023)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2013年7月1日收到; 2013年8月22日收到修改稿)

利用 SOLPS5.0 模拟研究东方超环托卡马克 (EAST) 高约束模式时的刮削层等离子体. 在高约束模式放电实验参数 (第 36291 炮) 的限制下, 通过调整上游区径向反常输运系数来实现高约束模式模拟, 在上游电子密度和温度与实验符合的条件下能够很好地进行下游区模拟. 在实现高约束模拟的基础上又分别研究了漂移项对偏滤器靶板能流不对称性的影响和上游能流衰减宽度对靶板能流密度峰值的影响. 通过模拟发现, 漂移是导致 EAST 放电内外靶板不对称性的主要原因, 增大上游能流衰减宽度可以明显降低入射到靶板的峰值热流, 并且偏滤器区辐射以及与中性粒子的相互作用减小了能流的衰减宽度对达到靶板能流的影响.

关键词: 托卡马克, 高约束模式, SOLPS5.0, 漂移

PACS: 52.55.Dy, 52.40.Hf, 52.55.Fa, 52.55.-s

DOI: 10.7498/aps.62.245206

1 引言

伴随边界局域模的高约束放电模式 (ELMing H 模) 是一种非常重要的运行模式^[1-3], 它不仅能够改善芯部等离子体的约束能力, 而且可以周期性排除芯部等离子体产生的杂质粒子和能量, 有利于聚变装置 H 模的持续稳态运行. ELMing H 模将作为未来国际热核聚变实验堆 (ITER) 的主要运行模式, 但是边界局域模 (ELMs) 出现时会带来非常大的粒子和热通量脉冲, 通过刮削层流向第一壁和偏滤器靶板, 严重影响装置内部结构部件的使用寿命, 同时 ELMs 很难控制, 这将给工程上带来很大的挑战. 因此对于 ELMing H 模情况下刮削层等离子体, 尤其是入射到偏滤器靶板的等离子体研究非常重要.

ELMing H 模在 ASDEX Upgrade, JET, TCV 等

装置上已经实现, 并且通过实验诊断与数值模拟分别进行了刮削层等离子体特性的研究^[4-6]. 东方超环托卡马克 (EAST) 作为全超导长脉冲托卡马克装置也已经通过使用不同的加热手段 (低杂波加热或离子回旋加热或者是二者的组合) 获得了 ELMing H 模^[7-10]. 目前 EAST 的辅助加热功率相对较低^[10], 因此采取对器壁进行锂化以减小再循环系数来帮助实现 H 模^[7,11-13], 在这种低功率加热的条件下出现的多数是第三类 ELMs^[10]. 随着辅助加热功率加大, 在 EAST 聚变装置上也逐渐实现了伴随着第一类与第二类 ELMs 的 H 模^[9]. EAST 实验上通常采用朗缪尔探针、红外相机和汤姆孙散射对刮削层 (包括偏滤器区) 的等离子体密度、温度等主要参量进行测量, 这样可以更好地了解 H 模情况下的边界等离子体基本特性. 但是由于诊断水平的限制, 导致测量的时间分辨率、空间尺度

* 国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划专项课题 (批准号: 2013GB109001, 2013GB107003) 和国家自然科学基金 (批准号: 11275042, 11105177, 11305026) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

等受到很大制约,同时对于 EAST 装置升级加热功率后获得的等离子体参量很难进行直观外推. 数值模拟为研究 H 模下的刮削层等离子体参量以及入射到偏滤器靶板的能流和粒子流提供了一个有效的手段. 通过数值模拟进行稳态 H 模研究,不仅能够为模拟随时间演化的 ELMs 提供基础,更能够为将来大功率放电情况的 H 模提供很好的理论依据,并且做出很好的预测. 在这种迫切需求下,本文使用刮削层等离子体模拟程序包 SOLPS5.0^[14-18]对 EAST 的 H 模运行时边界等离子体特性进行模拟研究. 主要是针对 H 模放电实验 (第 36291 炮),使用实验诊断得到上游区等离子体密度和温度来确定上游区径向等效反常输运系数从而实现 H 模模拟^[4,19]. 模拟所得到的偏滤器靶板处的电子密度、温度以及入射到靶板的能量密度跟实验所得数据能够很好地符合,这为进一步研究不同 ELMs 情况下刮削层和偏滤器等离子体特性打下了良好的基础.

2 实验

EAST^[20] 拥有先进偏滤器位型,可以研究在 ELMing H 模稳态运行下的一些基本物理问题,其主要的设计参数是:环向磁场 $B_T = 3.5$ T, 等离子体电流 $I_p = 1$ MA, 大半径 $R = 1.7-1.9$ m, 小半径 $r = 0.4-0.45$ m. 目前主要的加热系统包括欧姆加热,低杂波加热和离子回旋波加热,将来还要使用中束加热. 为了诊断装置运行过程中的物理参量, EAST 使用了复杂的诊断系统,如图 1 所示^[20]. 本研究将针对特定的 H 模 (第 36291 炮) 放电进行模拟. 放电的主要参数:等离子体的电流为 $I_p \approx 590$ kA, 环向磁场为约为 $B_T \approx 1.7$ T, 线平均密度为 $\bar{n}_e \approx 3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 低杂波加热的功率为 $P_{LHW} \approx 1$ MW, 欧姆加热功率为 $P_{Ohm} = 0.25$ MW. 本次放电为双零放电,实验测得部分放电的等离子体参数如图 2 所示,放电进入 H 模时刻约为 2.537 s,从该时刻起,芯部等离子体密度开始上升,饱和离子流以及偏滤器辐射 D_α 出现振荡,这主要是由于在进入 H 模状态,ELMs 伴随出现. 由于辅助加热的功率比较低,主要以第三类 ELMs 形式出现,该 H 模放电持续的时间约为 4.2 s.

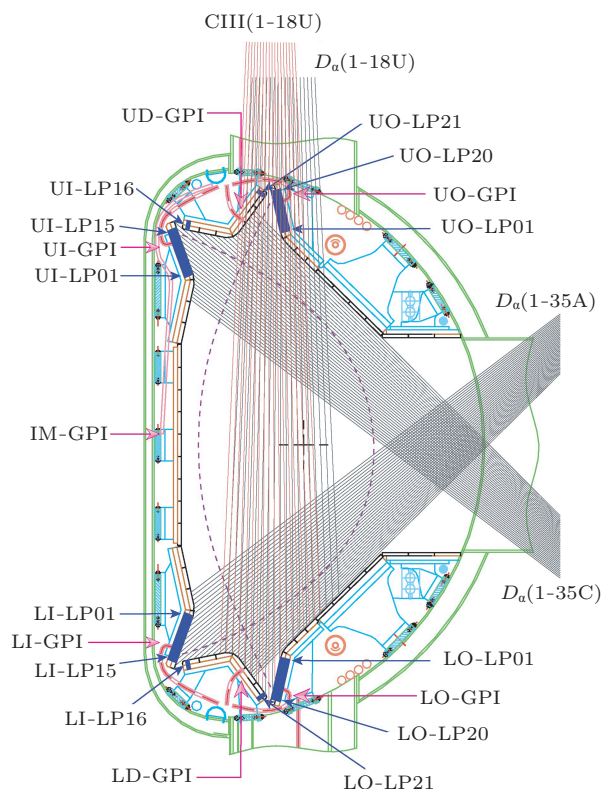


图 1 EAST 诊断系统示意图 UI, UO 代表上偏滤器内外靶板; LI, LO 代表下偏滤器内外靶板; IM 代表上游区内中点处; LP 代表朗缪尔探针; GPI 代表喷气口

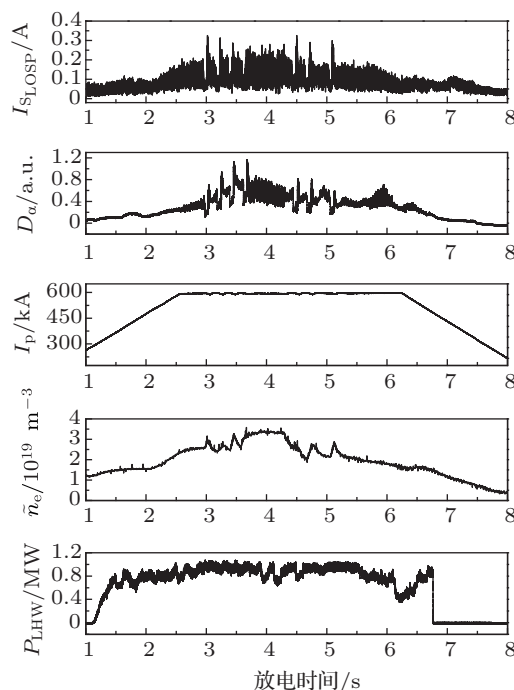


图 2 EAST (第 36291 炮) H 模放电期间离子饱和电流 (I_{SLOSP}), 偏滤器区 D_α 辐射, 等离子体电流 (I_p), 线平均密度 (\bar{n}_e), 以及低杂波加热的功率 (P_{LHW}) 随时间演化

3 数值模型

SOLPS5.0^[14,21,22] 是一个用于模拟托卡马克刮削层等离子体的程序包, 主要由模拟等离子体的二维流体程序 B2.5^[23] 和模拟中性粒子的三维蒙特卡罗程序 EIRINE^[15] 组成. 该程序包已经被广泛的应用于不同聚变装置 (例如 TCV, JET, AUG 等) H 模的数值模拟研究^[4-6]. 本工作主要是针对 EAST 装置进行 H 模数值模拟研究.

使用 SOLPS5.0 进行 EAST H 模研究, 为了能够针对实验进行准确模拟, 需要使用一些重要实验数据作为模拟输入与校对参数, 其中最主要的五个参数分别为: 1) 由芯部流入刮削层的能流 P_{SOL} ; 2) 芯部与刮削层的交接处 (在隔离线内几厘米处) 的等离子体密度 N_{edge} ; 3) 隔离线处的等离子体温度 T_{edge} ;

4) 芯部与刮削层交接处等离子体温度 T_{edge} ; 5) 隔离线处的等离子体温度 T_{sep} ; 这些参数取自 EAST 第 36291 炮实验诊断或者是类似的 H 模放电实验.

SOLPS5.0 模拟 EAST 网格是根据特定放电磁场位型产生的, 由 96 个极向, 36 个径向网格组成. 径向网格以隔离线为分界线, 芯部到分界线处的距离为 -3.0 cm, 分界线到第一壁的距离为 $+4.5$ cm, 这样就包含了 H 模的边界输运区区域. 模拟的粒子种类包括: 氘离子、中性氘原子、氦离子、氦原子以及碳离子与碳原子, 其中碳杂质是由程序包自洽的物理溅射和化学溅射模型产生的^[24]. 所有的离子与电子通过流体程序 B2.5 (求解 Braginskii 方程^[14]) 来模拟, 而所有的中性粒子都通过蒙特卡罗程序包 EIRINE 来跟踪.

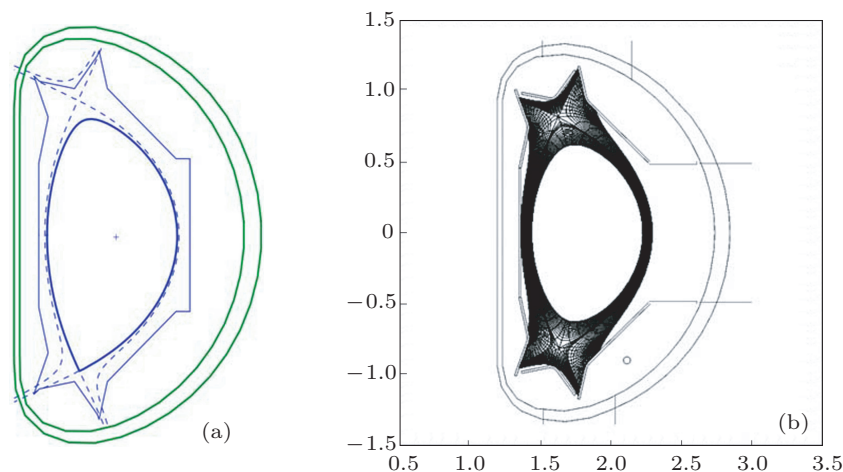


图 3 (a) 由 EFIT 得到的第 36291 炮在 4.43 s 时刻的磁场位型; (b) SOLPS5.0 模拟使用的计算网格

程序中给定部分主要的设定参数如下.

1) 芯部与刮削层的交接处边界条件 (芯部边界条件): (a) 氘离子、高价氦离子 (He^{2+}) 的密度分别设定为 $N_{\text{D}^+} = 2.33 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \approx 2/3\bar{n}_e$, $N_{\text{He}^{2+}} = 1.0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$, 其他所有的粒子流设置为零, 这是由于芯部与刮削层交接处的温度很高, 中性粒子几乎完全被电离, 且被电离为最高价态离子; (b) 由芯部流入计算网格中的总能流 P_{SOL} , 需要根据能量平衡^[25,26] ($P_{\text{SOL}} = p_{\text{Ohm}} + p_{\text{LHW}} - P_{\text{rad}}$, 其中 p_{Ohm} 为欧姆加热功率, p_{LHW} 为低杂波加热功率, P_{rad} 为辐射损失功率) 计算得到, 由于目前实验诊断条件限制, 辐射损失功率 P_{rad} 是很难精确测得, 在本工作中将输入边界刮削层

中的能量给定总加热功率的 80%^[18,26,27], 即 $P_{\text{SOL}} = P_{\text{Ohm}} + p_{\text{LHW}} - P_{\text{rad}} \approx 80\%P_{\text{total}} = 1 \text{ MW}$, 其中 $P_{\text{total}} = P_{\text{Ohm}} + p_{\text{LHW}} \approx 1.25 \text{ MW}$. 对于输入刮削层的电子能流 (P_e) 与离子能流 (P_i) 由于实验不能够分别测出, 因此在模拟中, 假定芯部边界处的电子温度与离子温度相等, 则边界处 P_e/P_i , T_e , T_i 的值可以由给定输入计算网格的总能流 P_{SOL} , 密度边界条件 N_{edge} 以及 $T_e = T_i$ 来确定.

2) Private-Flux-Region (PFR) 与刮削层外边界处边界条件: ①中性粒子使用 EIRENE 程序包模拟, 其模拟区域不仅仅包括 B2.5 计算的网格内, 而且还包含在其计算网格外 (第一壁附近, 抽气区等), 然而带电粒子仅仅在计算网格内使用 B2.5 模拟,

一旦离子到达 PFR 和 SOL 外边界处就会丢失, 因此在 PFR 和刮削层外边界处给定损失边界条件: $\Gamma_{\text{loss}} = \alpha C_s n_a$, 其中 C_s 为离子声速, α 为泄露因子, 在模拟中给定 $\alpha = 0.001$, n_a 是 a 种类粒子的密度, 泄露的离子将会转化为中性粒子, 然后继续被蒙特卡罗程序 EIRENE 跟踪; ②在计算网格内的泄露粒子数可以由计算网格外边界的中性气体流来弥补, 具体在 SOLPS5.0 程序中, 该弥补过程主要是取决于循环系数的设定, 在本文中, PFR 和外刮削层区 SOL 给定粒子循环系数为 1.0.

3) 偏滤器靶板处的边界条件: 在偏滤器靶板处会存在鞘层(厚度为几个德拜长度 $10^{-5}—10^{-4}$ cm), 但是流体程序没有包含鞘层, 因此使用标准的鞘层边界条件来代替鞘层, 模拟中给定鞘层处电子和离子的能量传输系数分别为 $\gamma_e = 4.5$, $\gamma_i = 2.5$.

4) 考虑到动力学因素的影响, 程序中应用了平行电子热流和离子热流 [28-30] 以及动量限制, 其中电子热流限制因子为 0.3, 限制后的电子热流为 $0.3n_e T_e v_{\text{th},e}$, 离子限制因子为 10.0, 限制后的离子热流为 $10.0n_i T_i v_{\text{th},i}$, 动量限制因子为 0.5, 并且在程序中考虑了电离, 复合以及电荷交换等基本的原子物理过程.

SOLPS5.0 程序模拟 H 模的主要不确定性在于等效径向反常输运系数(粒子扩散, 电子和离子的热扩散系数)的选取 [14], 选取的方法一般有两种, 第一种是耦合湍流模型直接计算, 另外一种是根据实验上游区电子密度与温度分布来确定, 本文采用第二种方法来确定这些系数. 由于 H 模 [31] 出现的重要的标志就是在边界处有输运势垒出现, 因此在特定 H 模放电实验诊断的基础上通过调整径向反常输运系数可以实现 H 模数值模拟 [4]. 在本文中, 由于目前 EAST 实验诊断不是很完善, 因此不仅仅要按照探针测的部分实验数据来调整反常输运系数来实现模拟与实验符合, 而且要从不同的角度来分析模拟与实验上游实验分布的一致性. 在此基础上则可以很好地进行下游偏滤器数值模拟.

SOLPS5.0 程序中, 模拟区域分为上游区与偏滤器区, 在模拟 H 模过程中, 只在上游区设为特定的 H 模径向反常输运系数, 而在偏滤器区反常输运系数被设为较大的常数, 主要用来消除在偏滤器区的输运势垒 [5].

4 模拟结果与讨论

4.1 SOLPS5.0 模拟与探针测的上游区电子密度与温度分布

图 4 为实验和模拟得到的上游区电子密度和温度分布, 由于目前 EAST 实验诊断条件的限制, 探针数据只存在隔离线以外刮削层中, 而在隔离线以内的电子温度与密度分布仅通过探针不能测得. 本文为了使得模拟结果与实验一致, 在模拟过程中需要分别考虑上游区电子密度与温度与实验的一致性, 为模拟下游偏滤器提供限制条件.

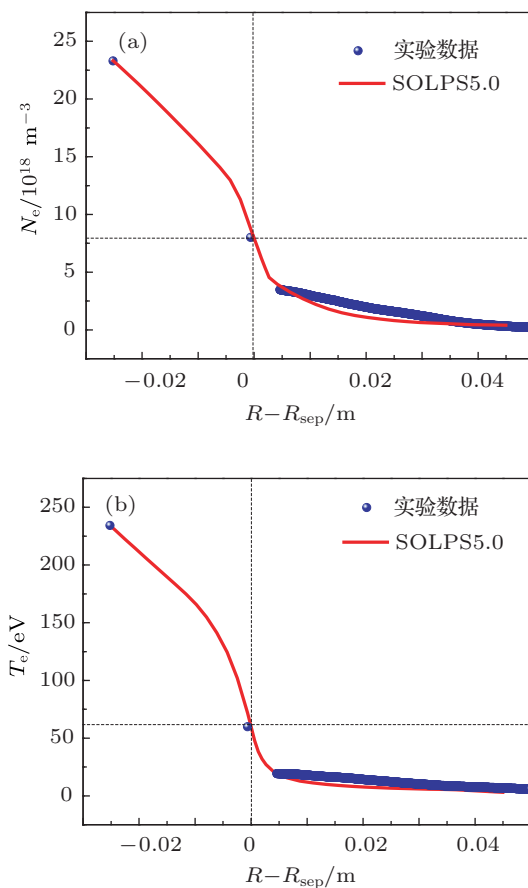


图 4 通过实验诊断测量与 SOLPS5.0 模拟得到的上游区 (a) 电子密度与 (b) 电子温度的径向分布; 其中径向的位置坐标都以隔离线为基点, $R - R_{\text{sep}} = 0$ 为隔离线位置, 隔离线左侧的两个离散实验数据点是根据类似的放电实验统计得到的, 隔离线右侧的实验点是通过朗缪尔探针针对本次放电(第 36291 炮)测得

上游区电子密度模拟: 在模拟电子密度中主要是通过两个重要的实验参数来限制反常输运系数的调整, 分别是芯部与刮削层交接处的密度 N_{edge} 和隔离线处的密度 N_{sep} . 使用 SOLPS5.0 模拟

边界等离子体,通常选取芯部与刮削层交接处的密度为线平均密度的三分之二,即 $N_{\text{edge}} \approx 2.33 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ^[16]. 由于实验诊断条件的限制,隔离线处密度的精确值尚未获得,但是为了能够与实验更好地符合,需要比较 H 模(在隔离线处有输运垒的出现)与 L 模的特征^[16]来确定隔离线处的密度值. 实验数据表明低约束模式(L 模)放电状态下隔离线处密度与线平均密度的比值约为 0.2—0.4 之间,其不确定性在于实验中隔离线的位置很难精确确定,与 L 模放电相比较, H 模隔离线处密度与线平均密度之间的比值是减小的,在本工作中选取二者比值为 0.2,即隔离线处的密度给定为 $N_{\text{sep}} \approx 0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 因此在模拟上游区径向密度过程中,径向粒子扩散等效反常输运系数的调整是由这几个方面决定的: 1) 芯部与刮削层交接处粒子的密度 N_{edge} ; 2) 隔离线处的密度 N_{sep} ; 3) 必须与外刮削层的探针测的密度分布是一致的. 只有在满足以上三个条件下才能够说明上游模拟的密度分布与实验基本是一致的.

上游区电子温度模拟: 电子温度的模拟与密度是不同的,在程序中,芯部与刮削层交接处给定的输入计算网格的能流与该处温度边界是等效的,芯部与刮削层处的电子温度不仅仅取决于径向反常热输运系数,而且也取决于输入计算网格的能流. 由于芯部与刮削层交接处以及隔离线处的电子与离子的温度受实验条件的限制不能测定,因此仅能够对比类似的 H 模放电实验(第 33607, 15460 炮)上游的温度分布^[32–35](通过汤姆孙散射诊断测量). 在有效加热功率约为 1 MW H 模放电中,边界基座处的温度范围在 200—300 eV(并不能确定准确值),因此模拟中不能够将芯部与刮削层处温度作为能流边界条件,但可以作为模拟上游电子温度分布的参考值. 从图 4(b) 可以看到,交接处的温度值约为 230 eV. 在模拟中电子与离子的热扩散等效反常输运系数的调整的依据是: 1) 芯部与刮削层交接处的温度值; 2) 探针测得隔离线处的温度^[32–35]; 3) 外刮削层中的探针测的温度分布. 在模拟达到稳态的情况下只有同时满足以上三个条件,才能够说明模拟温度分布于实验是一致的. 通过以上的模拟分析可以预测模拟结果与实验结果能够很好地符合(如图 4 所示),能够为偏滤器下游数值模拟提供很好的限制条件.

4.2 SOLPS5.0 模拟 H 模下的反常输运系数

图 5 为根据实验上游区数据调整得到的 H 模放电状态上游径向等效反常输运系数,该输运系数是径向位置的函数,但并不随时间变化. 从图 5 可以看出,在输运垒区,输运系数突然下降,但在外刮削层区输运系数很大,其中粒子扩散与热扩散分别是 1.0 和 3.5 m^2/s ,这主要是为了平滑外刮削层的输运剖面,使其与探针数据符合. 在下游偏滤器区域,输运系数设为定值^[5,6],且粒子扩散与热扩散系数分别设定为 1.0 和 3.0 m^2/s ,这样可以使模拟跟实验符合得更好.

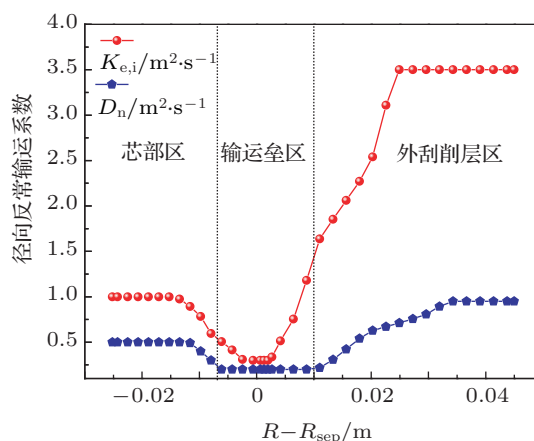


图 5 上游区模拟出现 H 模所对应的径向等效反常输运系数,其中 $K_{e,i}$ 为电子和离子反常热输运系数, D_n 为反常粒子扩散系数

4.3 SOLPS5.0 模拟与探针测得的下游偏滤器靶板处电子密度与温度的分布

图 6 为在 H 模期间下偏滤器内外靶板处的电子的密度分布. 从图中可以看出,数值模拟得到的内外靶板的电子密度峰值基本是一致的,而且分布的衰减宽度也是一致的,其中模拟得到的靶板密度峰值约为 $1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 实验探针测得的内外偏滤器靶板处的电子的密度峰值差别很大,尽管二者的衰减宽度基本一致,但是外靶板密度峰值约是内靶板密度峰值的 1.7 倍,这可能主要是由于各种粒子的漂移^[33,34,36]导致的内外靶板的不对称性. 在本模拟中,漂移项被关闭,主要是由于实验诊断条件的限制,芯部与刮削层边界处的温度在实验中不能精确测定,因此在模拟中只能将输入计算网格中的能流作为芯部能量边界条件,在该条件下,漂移项

会导致数值上不收敛. 为了证明漂移是导致 EAST 放电中靶板参量的不对称性, 在其他条件不变的情况下, 选取固定温度作为芯部与刮削层交接处的边界条件, 并且再加上两种主要的漂移项 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \times \nabla B$) 以后数值上会稳定、收敛^[14](4.5 节将进行详细描述). 对比模拟与实验结果, 从图 6 看出模拟和实验诊断测得的内靶板密度的峰值的位置是符合的, 但二者的峰值在内外靶板处有差别, 内靶板模拟密度的峰值约是实验诊断密度峰值的 2 倍, 而外靶板恰恰相反, 实验诊断稍高于模拟结果, 并且从图中可以看出模拟得到的分布衰减宽度与实验诊断稍有差别. 衰减宽度的不同必然要导致峰值的不同, 而在模拟中偏滤器处等离子体特征参量的衰减宽度的大小主要取决于偏滤器处径向反常输运系数的大小^[37], 特别是由于最近 EAST 放电实验上发现了上游能流的衰减宽度与放电电流成反比的关系, 随着放电电流的增大, 能流的衰减

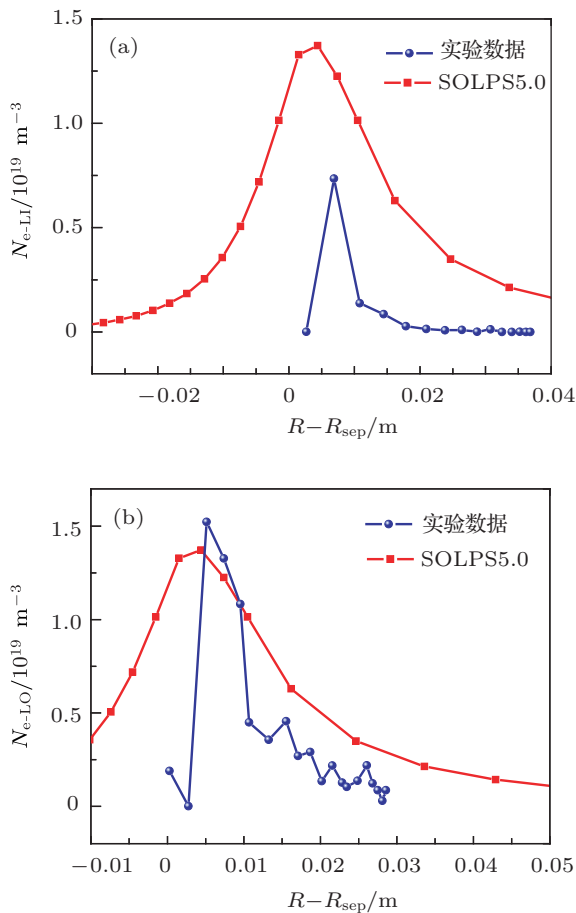


图 6 偏滤器内外靶板处电子密度分布, 分别由探针在 H 模期间测量与 SOLPS5.0 模拟 H 模得到, 其中 N_{e-LI} 代表下偏滤器内靶板电子密度, N_{e-LO} 代表下偏滤器处外靶板电子密度, $R - R_{sep} = 0$ 表示靶板上的打击点位置

宽度要减小, 能流的峰值必然会增大, 这将给以后 EAST 大功率放电带来严重的挑战. 因此上游区与偏滤器区等离子体参量的衰减宽度, 特别是能流密度的衰减宽度对靶板处能流的峰值的影响对于将来 EAST, ITER 大功率放电是相当重要的. 因此在程序中上游与偏滤器区径向等效反常输运系数的合理选取不仅仅为了本工作中模拟与实验符合, 并且来验证模拟程序的合理性, 更重要的是在将来 EAST 大功率放电基础上, 为偏滤器靶板能流峰值的预测提供很好的预测手段.

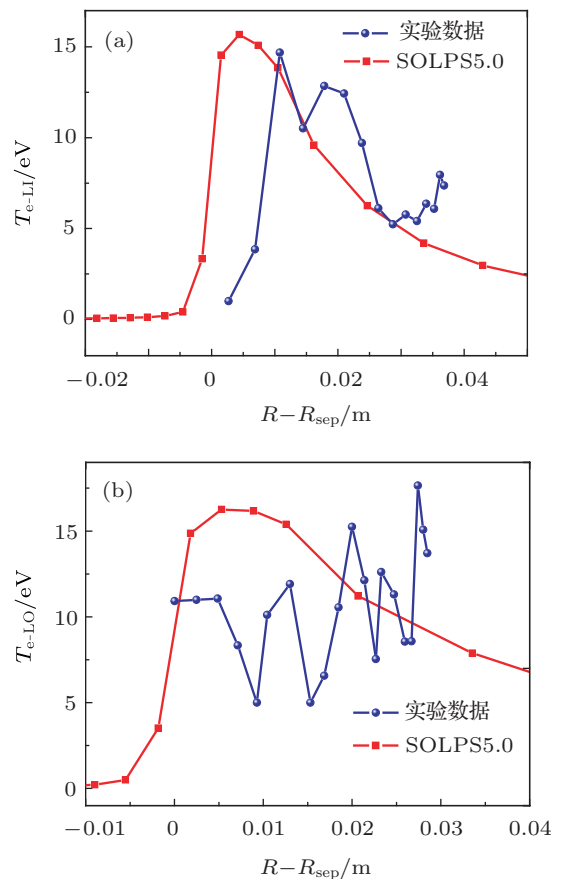


图 7 通过探针测量与 SOLPS5.0 模拟得到的下偏滤器内外靶板处的电子温度的分布, 其中 $R - R_{sep} = 0$ 为靶板打击点

图 7 为下偏滤器内外靶板电子温度的分布图. 从图中可以看出, 实验探针测得的内靶板的温度分布是不同的, 在外靶板打击点处 ($R - R_{sep} = 0$) 的温度为 11 eV, 而在内靶板测的打击点处的温度几乎是 0 eV, 这是因为在实验上打击点的位置通常是不能够精确确定的, 偏差约为几个厘米, 因此在实验上测得的打击点的温度一般都不是最大的^[16]. 模拟得到的电子温度分布与模拟密度分布是类似的, 内外靶板的温度几乎是一致的 (约为 16 eV), 但

是实验测得内外靶板峰值有很小差别, 内外靶板的峰值分别是 15 和 18 eV, 模拟结果和实验测量值符合较好.

4.4 SOLPS5.0 模拟与探针测得的下游偏滤器靶板处的能流

图 8 为下偏滤器内外靶板的能流比较, 分别由探针诊断和 SOLPS5.0 数值模拟得到. 探针与 SOLPS5.0 计算到达靶板的能流都是依据 $P_{\perp} = \gamma \Gamma_{\text{ion}} T_e \sin \alpha$, $\Gamma_{\text{ion}} = j_s / e$, $j_s = en_t C_{st}$ ^[9], 其中 α 是磁力线与靶板平面法线的夹角, γ 为靶板鞘层处热传输系数 (在实验诊断中 $\gamma = 7$ ^[10]), n_t , C_{st} 分别是靶板处的电子密度与离子声速. 由图 8 可以看出探针测得的入射到内外靶板的能流密度是极不均匀的, 会出现一个密度峰值, 模拟得到的峰值位置与实验基本符合. 但是实验上发现内外靶板能流明显不对称, 而模拟所得的不对称性不明显, 这可能主要是由漂移导致的. 对于偏滤器下外靶板处, 实验探针诊断能流的峰值略大于 SOLPS5.0 模拟能流峰

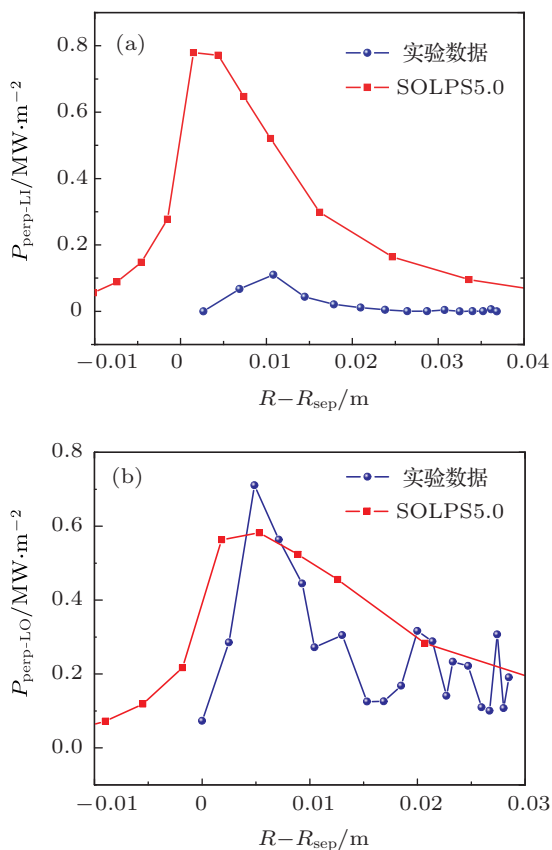


图 8 由 SOLPS5.0 模拟与实验探针测得的下游偏滤器内外靶板的能流密度分布

值, 然而在偏滤器内靶板处, 二者结果正好相反, 但是内靶板实验与模拟峰值的差距比外靶板的差距要大很多, 主要原因可能是因为模拟中尚未添加漂移项.

4.5 漂移对偏滤器靶板能流不对称性的影响

偏滤器靶板处能流不对称性的原因有许多 (例如: 偏滤器位型、靶板位型、各种漂移以及在刮削层外侧的膨胀输运系数等), 在 EAST 放电中, 漂移可能是导致内外靶板不对称的主要原因. 为了验证漂移对偏滤器内外靶板能流的不对称性的影响, 在其他输入参数不变的情况下, 用芯部的温度边界条件 ($T_{\text{edge}} = 230$ eV, 该温度是在给定芯部能流边界 1 MW 的条件下模拟得到) 来替换芯部的能流边界条件 ($P_{\text{SOL}} = 1$ MW), 在该基础上模拟漂移造成的偏滤器靶板的不对称性. 图 9 和 10 分别为无漂移项和添加漂移项时偏滤器内外靶板的电子温度分布和入射到靶板的能流密度分布. 图 9(a) 为模拟所得无漂移偏滤器内外靶板的电子温度分布, 图 10(a) 为模拟所得无漂移偏滤器内外靶板的能流密度分布, 在没有加漂移项的情况下模拟得到, 内靶板电子温度与能流密度的峰值稍高于外靶板的峰值, 这与文献 [16] 是一致的. 但是在添加漂移项之后, 如图 9(b) 和图 10(b) 所示, 内外靶板电子温度与能流密度的峰值与没有添加漂移项的情况是相反的,

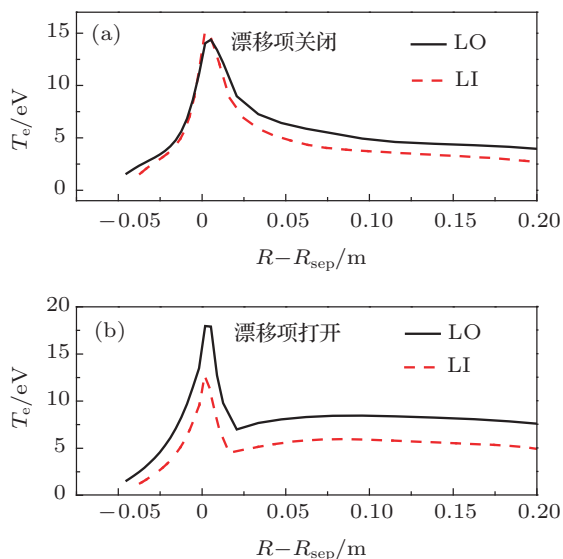


图 9 SOLPS5.0 (在芯部给定 $T_{\text{edge}} = 230$ eV 条件下) 模拟得到下偏滤器内外靶板电子温度分布 (a) 没有加漂移项模拟结果; (b) 添加漂移项 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \times \nabla B$) 后的模拟结果

从图中明显看出, 偏滤器外靶板的电子温度与能流密度的峰值高于内靶板, 这与实验得到^[10]的结果是一致的. 模拟显示, 没有添加漂移的情况下, 偏滤器内外靶板的峰值位置是一致的, 而在添加漂移项后, 外靶板能流密度的峰值向外移动 (相对于内靶板峰值位置), 而实验中得到的外靶板的峰值位于内靶板相应峰值的左侧 (如图 8 中实验数据所示), 这可能由于不仅仅是漂移项导致偏滤器靶板不对称性, 还有其他的原因 (偏滤器内外靶板的几何外形, 低场区的膨胀运输系数等). 通过数值模拟发现, 造成偏滤器靶板内外不对称的主要原因是漂移.

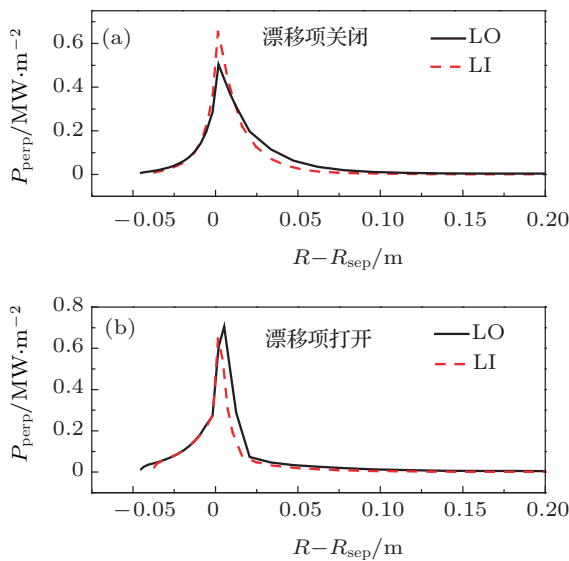


图 10 SOLPS5.0 模拟下偏滤器内外靶板能流密度分布 (a) 没有漂移的情况下模拟结果; (b) 添加漂移项 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}$) 后模拟得到的结果

4.6 SOLPS5.0 模拟能流衰减宽度对滤器靶板能流峰值的影响

图 11 为偏滤器外靶板处的能流密度在衰减宽度不同的情况下的分布, 由于能流的衰减宽度主要是取决于粒子热扩散系数, 而粒子扩散系数对偏滤器靶板能流密度的分布影响是很小的^[37], 因此本文通过同时变化上游与偏滤器区径向热扩散系数来研究能流的衰减宽度对靶板处能流密度峰值的影响. 从图中可以看出, 在径向反常运输系数没有变化的情况下 $F(D, X) = 1$, 靶板能流密度的峰值约为 $0.6 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$, 而在径向热扩散系数减半和减小为原来的 $1/4$ 的情况下 (即 $F(X) = 1/2$ 和 $F(X) = 1/4$), 靶板能流的峰值变为 0.8 和 $1.1 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$. 由此可以看出, 在径向热扩散

系数减半与减小为原来的 $1/4$ 的情况下, 靶板能流的峰值分别变为原来的 1.3 倍与 1.8 倍, 而没有变为原来的 2 倍与 4 倍, 这是由于在偏滤器处杂质的辐射以及与中性粒子之间相互作用的原因. 通过模拟发现, 能流衰减宽度对偏滤器靶板能流的峰值影响很大, 只有通过实现辐射偏滤器来减小偏滤器靶板的能流密度峰值, 才有可能克服入射到偏滤器靶板能流过高的问题.

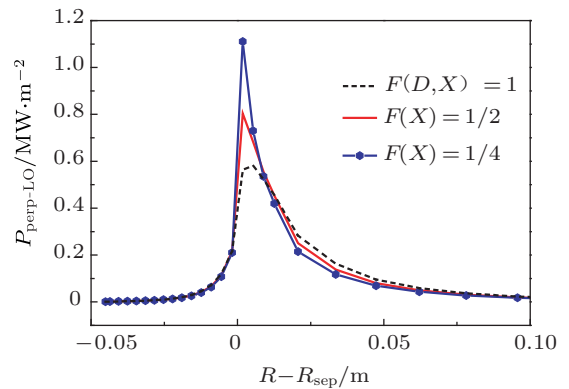


图 11 偏滤器外靶板处能流峰值在衰减宽度不同的情况下的分布, 其中 $F(D, X) = 1$ 代表本文所设定 (如 4.2 节所描述) 的上游和偏滤器区径向反常粒子与热扩散运输系数, $F(X) = 1/2$, $F(X) = 1/4$ 代表热扩散系数 K_{ei} 分别设定为原来的 $1/2$, $1/4$, 而粒子扩散系数没有变化

5 结论

本文使用刮削层等离子体程序包 SOLPS5.0 针对 EAST 托卡马克 H 模下边界等离子体特性进行数值模拟研究. 为了解释边界等离子体输运势垒的出现, 在研究中引入径向变化的反常运输系数, 通过调整径向等效反常运输系数同实验探针测得上游电子密度与温度分布进行对比来实现 H 模的模拟. 在输运垒出现的区域, 输运系数很小, 而在主刮削层区输运系数则很大, 这主要是为了平滑径向输运剖面来与实验分布相符合. 为了研究漂移项对偏滤器靶板内外不对称性的影响, 在获得 H 模的基础上, 变换芯部能量边界条件来添加漂移, 通过与实验诊断靶板能流数据比较发现漂移是导致不对称的主要因素, 但同时还存在其他的因素影响不对称性, 这将是以后需要研究的问题. 最后通过改变上游与偏滤器区的热扩散运输系数来研究能流的衰减宽度对达到偏滤器靶板能流峰值的影响, 研究发现热扩散分别减小为原来的 $1/2$, $1/4$ 后, 达到偏滤器靶板的能流分别增大为原来的 1.3 和 1.8 倍, 这主要由于在模拟中考虑了偏滤器的辐射以及与中

性离子之间的相互作用. 通过对稳态 H 模数值模拟, 不仅仅为更复杂的随时间演化的边界局域模模拟提供很好的模拟基础, 更为以后大功率加热手段下的放电预测提供很好的理论依据.

感谢 Xavier Bonnin 对 SOLPS 运行的指导, 感谢大连理工大学刘壮和王丰提供的计算机集群技术的帮助.

- [1] Zohm H 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 105
- [2] Connor J W 1998 *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 531
- [3] Huang Y, Nie L, Yu D L, Liu C H, Feng Z, Duan X R 2011 *Chin. Phys. B* **20** 055201
- [4] Chankin A V, Coster D P, Dux R, Fuchs C, Haas G, Herrmann A, Horton L D, Kallenbach A, Kaufmann M, Konz C, Lackner K, Maggi C, Muller H W, Neuhauser J, Pugno R, Reich M, Schneider W 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 839
- [5] Gulejová B, Pitts R A, Coster D, Bonnin X, Beurskens M, Jachmich S, Kallenbach A 2009 *J. Nucl. Mater.* **390–391** 412
- [6] Gulejova B, Pitts R A, Wischmeier M, Behn R, Coster D, Horacek J, Marki J 2007 *J. Nucl. Mater.* **363–365** 1037
- [7] Li M H, Ding B J, Kong E H, Zhang L, Zhang X J, Qian J P, Yan N, Han X F, Shan J F, Liu F K, Wang M, Xu H D, Wan B N 2011 *Chin. Phys. B* **20** 125202
- [8] Liu Z X, Gao X, Zhang W Y, Li J G, Gong X Z, Jie Y X, Zhang S B, Zeng L, Shi N 2012 *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** 085005
- [9] Wang L, Xu G S, Guo H Y, Wang H Q, Liu S C, Gan K F, Gong X Z, Liang Y, Yan N, Chen L, Liu J B, Zhang W, Chen R, Shao L M, Xiong H, Qian J P, Shen B, Liu G J, Ding R, Zhang X J, Qin C M, Ding S, Xiang L Y, Hu G H, Wu Z W, Luo G N, Chen J L, Hu L Q, Gao X, Wan B N, Li J G 2013 *Nucl. Fusion* **53** 073028
- [10] Wang L, Xu G S, Guo H Y, Chen R, Ding S, Gan K F, Gao X, Gong X Z, Jiang M, Liu P, Liu S C, Luo G N, Ming T F, Wan B N, Wang D S, Wang F M, Wang H Q, Wu Z W, Yan N, Zhang L, Zhang W, Zhang X J, Zhu S Z 2012 *Nucl. Fusion* **52** 063024
- [11] Xu G S, Wan B N, Li J G, Gong X Z, Hu J S, Shan J F, Li H, Mansfield D K, Humphreys D A, Naulin V 2011 *Nucl. Fusion* **51** 072001
- [12] Canik J M, Maingi R, Soukhanovskii V A, Bell R E, Kugel H W, LeBlanc B P, Osborne T H 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S409
- [13] Xu J C, Wang F D, Lu B, Shen Y C, Li Y Y, Fu J, Shi Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 145203 (in Chinese) [徐经翠, 王福地, 吕波, 沈永才, 李颖颖, 符佳, 石跃江 2012 物理学报 **61** 145203]
- [14] Schneider R, Bonnin X, Borrass K, Coster D P, Kastelewicz H, Reiter D, Rozhansky V A, Braams B J 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 3
- [15] Reiter D, May Chr, Coster D, Schneider R 1995 *J. Nucl. Mater.* **220–222** 987
- [16] Chen Y P, Wang D S, Guo H Y 2011 *Nucl. Fusion* **51** 083042
- [17] Pan Y D, Zhang J H, Li W, Li J X 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S952
- [18] Chen Y P, Wang F Q, Zha X J, Hu L Q, Guo H Y, Wu Z W, Zhang X D, Wan B N, Li J G 2013 *Phys. Plasmas* **20** 022311
- [19] Chen Y P, Kawashima H, Asakura N, Shimizu K, Takenaga H 2011 *Plasma Sci. Technol.* **13** 302
- [20] Guo H Y, Gao X, Li J, Luo G N, Zhu S, Chang J F, Chen Y P, Gao W, Gong X Z, Hu Q S, Li Q, Liu S C, Ming T F, Ou J, Shi Y J, Wan B N, Wang D S, Wang H Q, Wang J, Wu Z W, Xiao B J, Xu Q, Zhang L, Zhang W 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S369
- [21] Coster D P, Schneider R, Neuhauser J, Bosch H S, Wunderlich R, Fuchs C, Mast F, Kallenbach A, Dux R, Becker G, Braams B J, Reiter D 1997 *J. Nucl. Mater.* **241–243** 690
- [22] Schneider R, Runov A 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** S87
- [23] Braams B J 1996 *Contrib. Plasma Phys.* **36** 276
- [24] Warrier M, Schneider R, Bonnin X 2004 *Compt. Phys. Commun.* **160** 46
- [25] Hill D N, Braams B J, Brooks J N, Campbel R, Haines J, Knoll D, Milovich J, Prjnja A, Rognlien T, Stotler D P, Ulrjcksonc M 1991 *Proc. 18th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Berlin, Germany, June 3–7, 1991 vol. III, pp.233
- [26] Hill D N, Braams B, Haines J, Milovich J, Rognlien T, Stotler D P, Ulrickson M 1992 *Fusion Technol.* **21** 1263
- [27] Zhu S Z, Zha X J 2003 *J. Nucl. Mater.* **313–316** 1020
- [28] Fundamenski W 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R163
- [29] Batishchev O V, Krasheninnikov S I, Catto Peter J, Batishcheva A A, Sigmar D J, Xu X Q, Byers J A, Rognlien T D, Cohen R H, Shoucri M M, Shkarofskii I P 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1672
- [30] Tskhakaya D, Subba F, Bonnin X, Coster D P, Fundamenski W, Pitts R A 2008 *Contrib. Plasma Phys.* **1** 89
- [31] Horton L D, Chankin A V, Chen Y P, Conway G D, Coster D P, E-ich T, Kaveeva E, Konz C, Kurzan B, Neuhauser J, Nunes I, Reich M, Rozhansky V, Saarelma S, Schirmer J, Schweinzer J, Voskoboinikov S, Wolfrum E 2005 *Nucl. Fusion* **45** 856
- [32] Zang Q, Zhao J, Yang L, Hu Q, Xi X, Dai X, Yang J, Han X, Li M, Hsieh C L 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 063502
- [33] Rozhansky V, Molchanov P, Veselova I, Voskoboinikov S, Kirk A, Fishpool G, Boerner P, Reiter D, Coster D 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S297
- [34] Ou J, Zhu S Z 2007 *Plasma Sci. Technol.* **9** 417
- [35] Xu G S, Naulin V, Wan B N, Guo H Y, Zhang W, Chang J F, Yan N, Ding S Y, Zhang L, Wang L, Liu S C, Liu P, Jiang M, Wang H Q, Juul Rasmussen J, Nielsen A H, Xiao C J, Gao X, Hu L Q, Zhu S Z, Wu Z W, Qian J P, Gong X Z 2011 *Plasma Sci. Technol.* **13** 397
- [36] Aho-Mantila L, Wischmeier M, Krieger K, Rohde V, Müller H W, Coster, D P, Groth, M, Kirschner A, Neu R, Potzel S, Sieglin B, Wolfrum E 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S231
- [37] Kukushkin A S, Pacher H D, Pacher G W, Kotov V, Pitts R A, Reiter D 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S203

Modelling of edge plasma transport during H-mode of EAST by SOLPS5.0*

Du Hai-Long¹⁾ Sang Chao-Feng¹⁾ Wang Liang¹⁾²⁾ Sun Ji-Zhong¹⁾
Liu Shao-Cheng²⁾ Wang Hui-Qian²⁾ Zhang Ling²⁾ Guo Hou-Yang²⁾
Wang De-Zhen^{1)†}

1) (School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China)

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

(Received 1 July 2013; revised manuscript received 22 August 2013)

Abstract

This work aims at modeling the ELMing H-mode of the experimental advanced superconducting Tokamak (EAST) using edge plasma code package SOLPS5.0. The steady-state H-mode is obtained by adjusting the perpendicular radial anomalous transport coefficient according to the given upstream profiles of experimental measurements (shot 36291). The downstream divertor region can be then modeled once the simulated upstream electron density and temperature agrees well with the experimental measurements. On the basis of the H-mode simulation, the effect of the drift on divertor targets power asymmetry and that of the power damping width of scrape-off layer (SOL) on the peak power density to the divertor target are modeled, the simulation results indicate that the drift ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}$) is one of the main reasons for targets power asymmetry, and the increasing of power damping width of the SOL will reduce the peak power load on the divertor target sharply; besides, due to the presence of interaction between plasma and neutral gas or radiation in divertor region, the effect of the power damping width on the divertor target power load is decreased.

Keywords: Tokamak, H-mode, SOLPS5.0, drift

PACS: 52.55.Dy, 52.40.Hf, 52.55.Fa, 52.55.-s

DOI: 10.7498/aps.62.245206

* Project supported by National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant Nos. 2013 GB109001, 2013 GB107003) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11275042, 11105177, 11305026).

† Corresponding author. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn