

CNIC-01386
SIP-0117

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY REPORT

FEB 混合堆偏滤器的物理研究

PHYSICAL STUDY OF EXPERIMENTAL
FUSION BREEDER FEB DIVERTOR
(In Chinese)



中国核情报中心
原子能出版社

China Nuclear Information Centre
Atomic Energy Press

图书在版编目 (CIP) 数据

中国核科技报告 CNIC-01386, SIP-0117: FEB 混合堆偏
滤器的物理研究/朱毓坤等著. —北京: 原子能出版社,
1999. 10

ISBN 7-5022-2060-7

I. 中... II. 朱... III. 核技术-研究报告-中国 IV. TL-2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1999) 第29767号

©原子能出版社, 1999

原子能出版社出版发行

责任编辑: 郭向阳

社址: 北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码: 100037

中国核科技报告编辑部排版

核科学技术情报研究所印刷

开本 787×1092 mm 1/16 印张1 字数25千字

1999 年10月北京第一版 1999 年10月北京第一次印刷

印数: 1—150

定价: 5.00 元



朱毓坤：核工业西南物理研究院。1958 年北京清华大学电子工程系毕业。从事等离子体工程物理和电真空技术的研究工作。

ZHU Yukun: Research professor from Southwestern Institute of Physics, CNNC. Graduated from Tsinghua University in 1958, majoring in electro-vacuum physics.

CNIC-01386

SIP-0117

FEB 混合堆偏滤器的物理研究*

朱毓坤 周小兵 黄锦华 冯开明 邓培智 霍铁军

(核工业西南物理研究院, 成都, 610041)

摘 要

描述 FEB 偏滤器的物理设计研究。在工程概要设计 (FEB-E) 阶段, 偏滤器的结构从开式优化为闭式, 以改善偏滤器的杂质控制和增强原子损失过程。偏滤器运行在喷气和注杂组合下的脱靶等离子体或部分脱靶等离子体模式 (Partial Detached Plasma Mode)。硼被选为注入杂质。应用改进了的 NEWT1D 编码模拟了喷气和注杂下删削层/偏滤器中等离子体及杂质的输运。着眼于杂质居留和杂质辐射, 优化了喷气口的位置。在辐射偏滤器概念下, 应用两点输运编码和杂质辐射模型估算了等离子体压力。计算表明: 偏滤器靶前等离子体压降系数 f_p 不仅和辐射份额 f_{rad} 有关, 而且和删削层驻点密度 n_s 密切相关。

* 国家 863 高技术课题 (863-614-03-02) 和自然科学基金 (编号: 19685007) 资助项目。

Physical Study of Experimental Fusion Breeder FEB Divertor^{*} (In Chinese)

ZHU Yukun ZHOU Xiaobing HUANG Jinhua
FENG Kaiming DENG Peizhi HUO Tiejun
(Southwestern Institute of Physics, Chengdu, 610041)

ABSTRACT

The physical study of FEB divertor is presented. In order to improve the impurity control and increase ion-neutral interactions in the divertor, the configuration of the divertor is optimized to be the close type in the engineering design activity compared with the open type in the early conceptual activity. The operation mode of the divertor is designed to be partial detached plasma mode under conditions of combination gas-puffing with impurity injection. The position of gas-puffing is optimized to be at the torus mid-plane with NEWT1D code from the viewpoint of impurity retention and radiation in the scrape-off layer/divertor region. Boron is chosen as the injected impurity. The effect of boron impurity injection is evaluated from the reduced heat load on the divertor target. The plasma pressure drop along the scrape-off layer/divertor region is estimated with the two-point transport model and impurity radiation model in the dynamic gas target concept. The simulation results show that the plasma pressure drop factor f_p is not only related to the radiation fraction f_{rad} , but also related greatly to the stagnation point density n_s .

^{*} Work supported by China State High Scientific and Technological Task (863-614-03-02) and Chinese National Natural Science Fund (No.19685007).

引 言

FEB 概念设计阶段(1991~1995 年)采用了开式偏滤器的结构形态。JET 装置采用开式偏滤器于 1991 年 11 月成功地进行了 D-T (10%) 聚变反应实验, 获得了兆瓦级的输出功率, 从而证实了受控核聚变作为先进能源的科学可行性, 树立了人类聚变研究史上的一块里程碑。但是, JET 在钨第一壁和开式偏滤器下获得的热核反应级等离子体只有短暂的几秒钟, 最终因等离子体遭受“碳泛滥”(carbon bloom)^[1]而猝灭了。碳泛滥是指随着输入等离子体加热功率的增加, 等离子体-偏滤器靶板相互作用愈来愈烈, 承受高热通量的靶板表面温度急剧递增, 辐照增强升华等表面过程导致靶板“杂质进发”, 巨大的杂质内流通量涌入等离子体, 使等离子体被稀释, 等离子体辐射能量损失增加, 中性束注入等离子体深度缩短, 最后导致等离子体 H-模被终止。全碳壁运行下碳泛滥瞬间杂质浓度碳为(2%~10%)和氧为(1%~2%), 偏滤器靶板温度 $\geq 1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。

燃烧等离子体逸出粒子和功率的排出量是如此之大, 除非其大部分被删削层体内损失过程改道而横越磁力线, 否则偏滤器靶板将不会保持完好。FEB 混合堆要达到稳态长脉冲运行, 必须设法使偏滤器等离子体有强烈的辐射损失, 而且沿着删削层力线有巨大的动量损失, 使等离子体压力在靶板处有一个 10 的降压系数, 从而把靶负载降至约 $5\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 以下。

所以, FEB 工程设计阶段, 我们重点开展了 FEB “气靶偏滤器^[2]”的工程物理概念的探索与设计。

1 FEB 气靶偏滤器物理概念

FEB 聚变增殖堆^[3]是一个年产 100 kg 钚的混合堆。其聚变等离子体堆芯的主要参数如下: $R=4\text{ m}$, $a=1\text{ m}$, $k=1.7$, $\delta=0.4$, $B(0)=5.2\text{ T}$, $I_p=5.7\text{ MA}$, $\langle n_e \rangle=1.1\times 10^{20}\text{ m}^{-3}$, $\langle T_e \rangle=\langle T_i \rangle=10\text{ keV}$ 。在辅助加热功率 $P_{\text{aux}}=50\text{ MW}$ 的驱动下实现长脉冲 ($\geq 1000\text{ s}$) 稳态运行, 聚变功率 $P_f=143.0\text{ MW}$ 。能量约束时间 $\tau_E=0.8\text{ s}$, 等离子体内能 $W_i=63\text{ MJ}$ 。

FEB 偏滤器的任务是在可容许的靶板腐蚀率工况下抽除大部分的 α 粒子功率和辅助加热功率 P_{aux} , 以及抽除氦灰和杂质等以实现主等离子体的密度控制和纯度(杂质)控制。

对于简单的开式偏滤器(见图 1), 等离子体删削层中的粒子通量及其所携带的功率通量沿着紧贴分离线外侧的开放磁力线流向偏滤器靶板, 进行着功率耗散和粒子循环等相互作用过程。进入偏滤器的功率 P_{div} 可表达为

$$P_{\text{div}} = P_{\alpha} + P_{\text{aux}} - P_r - dW/dt \quad (1)$$

其中 P_{α} , α 粒子功率; P_{aux} , 辅助加热功率; P_r , 辐射功率; W_i 等离子体内能。工程设计一般典型地假设 80% P_r 和 50% P_{aux} 为偏滤器所载获。这样, 稳态下靶板上第一个功率衰减长度内的平均功率密度 q_1 可近似为

$$q_1 = \frac{P_{\text{div}}(1 - e^{-1})}{A_{\text{tar}}} = \frac{(0.8P_{\alpha} + 0.5P_{\text{aux}}) \times 0.73}{2\pi R_x \cdot 2\lambda_p} = \frac{48 \times 0.73}{2\pi \cdot 3.5 \cdot 2 \cdot 0.02} \approx 40\text{ MW/m}^2 \quad (2)$$

式中 R_x 为偏滤器 X 点大半径 3.5 m (3.44 m), λ_p 为靶板上的功率衰减长度 0.02 m ($0.01\sim 0.02\text{ m}$)。式(2)还没有考虑偏滤器内、外侧通道 (leg) 的功率不平衡, 边缘阴影效应和环向不

对称等引起的峰值因数。极向倾斜靶板可把这负荷降低一个 2~4 的系数, 则 $q_1 \geq 10 \text{ MW/m}^2$ 。喷气注入可使靶板表面运行在高密度再循环参数区。在此状态下, 偏滤器靶前等离子体温度减小和峰值功率负载的减小是由来自靶板前一薄层 ($\ll 1 \text{ cm}$) 中的稠密的再循环中性粒子所完成的。一部分入射功率消耗于再循环中性粒子的电离、辐射和电荷交换; 因为靶板紧贴再循环区, q_1 将只能降至 $5 \sim 7 \text{ MW/m}^2$ (参见文献[3]中图 3.16)。喷气注入还受到不能使删削层中平面上游密度 (或驻点密度) $n_s \geq 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 的限制。兼顾到芯部等离子体 H-模状态, n_s 的合理运行点为 $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 附近。因此, 单靠离子-中性粒子碰撞引起的直接的能量损失来排出功率和把靶前等离子体温度 T_e 降到 $< 5 \text{ eV}$ 是不充分的。因此还必需依靠外部注入杂质引起杂质辐射来降温。为此 SOL 中功率的重大部分必需从偏滤器入口 X 点开始, 依靠高密中性粒子 (燃料和杂质) 与 SOL 等离子体相互作用造成辐射, 电离、电荷交换等过程而横越磁力线排除出去。这导致了气靶 (中性粒子靶) 辐射偏滤器^[2]的物理概念。

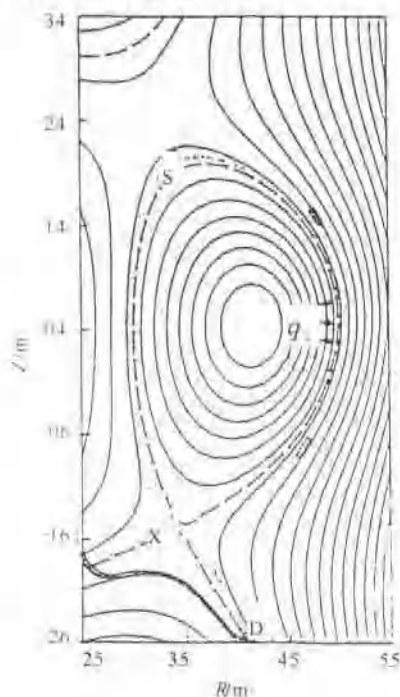
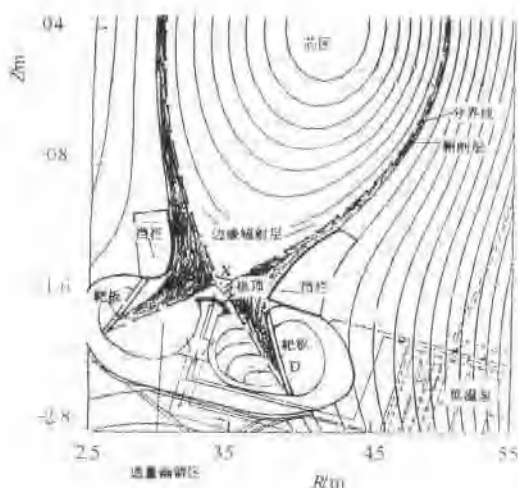


图 1 FEB 开式偏滤器位形图

S——删削层驻点 (即从偏滤器内侧靶板至外侧靶板的磁联结长度上的对称点称为驻点);
X——极向场零点 (X 点); D——偏滤器靶板打击点。



2 FEB 气靶偏滤器运行原理图

为增强偏滤器中的原子过程和杂质居留, 偏滤器结构从开式优化为闭式。偏滤器内沿着力线有大的辐射功率损失和大的等离子体压力降落的一个运行参数区已在 JET, DIII-D, ASDEX-U 和 ALCATOR-CMOD 实验中看到了。因为等离子体压力主要通过离子-中性粒子相互作用而动态地减小, 这参数区已被称为“动态气靶偏滤器” (见图 2)。在这些

实验中, 功率通量和粒子通量在偏滤器的二个打击区带的靶板上部分或完全的脱离已被观察到了^[4]。偏滤器靶上粒子通量减小至 10 倍以下已被郎缪尔探针所测到, 并被归委于离子-中性粒子 (i-n) 碰撞所造成的重大压力降落。辐射峰区则处于靠近 X 点的 SOL 中。脱离 (detach) 一般由造成 SOL 上游和芯部等离子体高密度的强烈喷气所诱发。

当用某种加料方法 (例如喷气) 增加等离子体密度时, 偏滤器中的等离子体密度一般也增加, 其依赖关系高达三次幂。然而这种惊人的增加率是自限制的, 因为同时偏滤器和删削层中的温度急剧地降低, 使电荷交换和辐射等损失过程占优势; 到此阶段, 即使芯部密度进一步增加, 偏滤器靶板前的等离子体密度反而减小。在这种状态中不仅密度, 而且粒子、动量和能量等的流量均随芯部密度增加而减小, 这种状态称之为等离子体脱靶状态 (简称脱离)。脱离过程伴随着从大的 ELM_s (边缘局域模) 到较为温和的“连续的”ELM_s, 即气靶偏滤器运行在 ELMy H 模^[5]的脱离参数区 (Detached regime)。

图 3 示出了 JET 一次欧姆脱离放电的情况, 芯部密度在数秒钟内从 $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。随着芯部密度增加, 到达靶的粒子通量 (Γ_i) 先增加 (高再循环状态), 但接着因电荷交换和辐射损失过程剧增, 偏滤器内等离子体温度急剧下降而发生显著的复合, 从而使 Γ_i 急剧减少。在非常低的温度下, 再循环光 (D_α) 也随每次电离激发数的急剧增加而增加。因为偏滤器等离子体温度下降至低于发生强烈溅射所需的温度, 于是碳内流通量 I_c 随着脱离阶段递减的温度和粒子通量而减小。

1994 年欧共体 JET Mark I 偏滤器实验^[5]表明: 先前猝灭高性能等离子体的严厉的杂质内流 (碳泛滥) 已被消除了。在 ELMy H-模等离子体期间注入大约 140 MJ 中性束能量, 而靶板表面温度仅升高至低于 550°C 。Mark I 偏滤器内装低温泵改善了真空状态, 消除了先前长脉冲运行中观察到的壁饱和效应, 能进行有效的等离子体密子控制。这样, 国际聚变研究已展现出一个气靶偏滤器参数区的基本的物理图象, 并可应用于 FEB 偏滤器的工程概要设计中。通过强烈喷气 (D/H_2) 和掺杂 (N_2 , N_2 , A_1) 能够实现脱离的等离子体 (Detached plasma)。喷气和掺杂急剧增加辐射损失, 直至靶板上功率十分小和等离子体“脱离”靶板。靶板前等离子体温度跌落到几 eV, 到达靶的离子通量也大大地降低了, 这可以减小靶板腐蚀率和热通量。再循环中性粒子和偏滤器等离子体之间的电荷交换摩擦损耗有助于偏滤器等离子体沿着力线有一个强的压降。体积复合也可能是重要的, 它增加氢辐射损失, 并籍减小离子密度来减小离子通量。强烈地单纯喷气通过增加电子和中性氢密度而增加再循环氢中性粒子和其中固有杂质的辐射。掺杂喷气增添附加的辐射杂质, 它增加在给定电子密度下的辐射损失, 并允许在较低的密度下实现脱离。低 Z 杂质 (例如: Be, C, N_2 , ...) 辐射主要集中于偏滤器中。较高 Z 杂质的辐

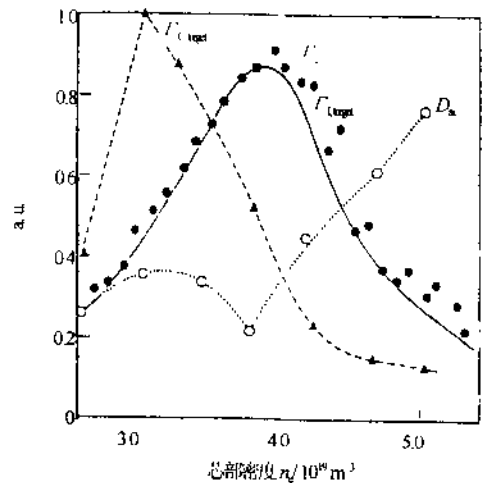


图 3 到达靶的粒子通量 (Γ_i), 再循环光 (D_α) 和碳内流通量 (I_c) 随时间的演变显示出

射损失（例如：Ne, Ar）主要发生于偏滤器 X 点和主等离子体边缘。

对所有的主要的偏滤器实验，靶板上热通量在日前最大的可用加热功率下已得到了下降 5 倍或更多^[6]。当增加喷气率时，强辐射区从偏滤器靶板移向 X 点附近。

2 喷气和注杂的数字模拟

偏滤器是托卡马克堆中控制杂质和排热的主要部件。一方面，燃烧等离子体产生的氦灰需要经偏滤器室内的抽气孔道抽走，开放的偏滤器磁场位形使删削层等离子体带着大量的热量倾注到偏滤器靶板上。没有必要的技术措施，靶板将很快被烧蚀；另一方面，径向输运（包括反常输运）到器壁的高能粒子将腐蚀器壁而产生杂质，大量的杂质输运到堆芯将导致燃烧等离子体的猝灭，对于前一问题，单纯的喷气（燃料气体 D_2 ）可以将靶板功率负载降低到可接受程度，现有的实验也证明了这点^[6]。但对于堆而言，单纯的喷气方法将导致堆芯边缘的等高于体密度超过密度极限^[7]，导致等高于体的破裂，这是极为危险的^[8]。对于后一问题，关键是将中性粒子和杂质滞留在偏滤器靶板附近，这是目前国际上聚变工程偏滤器物理中研究得最为热烈的前沿课题之一^[9]，基于此，我们在实验混合堆（FEB）的设计中，偏滤器采用闭式结构，喷气和注杂联合运行的方式。目的是充分利用喷气降低靶前等离子体温度，同时利用杂质的强烈辐射以降低靶板的功率负载，同时又控制等离子体密度不致达到密度极限。至于杂质在靶板附近的滞留能力也是本文需要研究的内容。注入杂质在堆芯边缘的输运，杂质的分布以及杂质引起的辐射都是这一运行方式所需要研究的问题。本文的目的是采用改进的NEWTID编码研究FEB堆芯边界喷气（ D_2 ）和注杂质（硼）后的输运，以获得杂质的各种电离态的空间分布，杂质的滞留位置，杂质辐射对降低靶板负载的有效性，喷气对杂质输运的影响等。

2.1 输运模型

我们用NEWTID编码^[10]来研究FEB偏滤器等离子体及芯体边缘的杂质输运。杂质的输运与背景等离子体的输运是相互耦合的。等离子体的输运方程采用Braginskii流体方程组^[11]，将杂质的任意电离态都作为一种试验流体处理。即对每一种电荷态的杂质粒子，有下列连续性方程：

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(n_z v_z) = C_{Z-1} n_e n_{Z-1} - (C_Z + R_Z) n_e n_Z + R_{Z+1} n_e n_{Z+1} + g_Z - g'_{\text{loss}} \quad (3)$$

这里 Z 为杂质的原子序数， $1 \leq Z \leq Z_{\text{max}}$ ， s 为沿分界线的空间坐标。 C_Z 和 R_Z 分别为依赖于电子温度 T_e 的电离和复合速率系数。 g_Z 为电荷态为 Z 的杂质外源项。 g'_{loss} 为径向损失模型项， n_z 为电荷态为 Z 的杂质离子密度， v_z 为试验流体速度。 n_e 为电子密度，相应的动量方程为：

$$\rho_z \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial s} v_z^2 \right) + \frac{\partial}{\partial s} p_z - n_z z e E - \rho_z \left(\frac{v - v_z}{\tau_z} \right) - \alpha_z n_z \frac{\partial (k T_e)}{\partial s} - \beta_z n_z \frac{\partial (k T_i)}{\partial s} \quad (4)$$

$$= C_{Z-1} \rho_{Z-1} n_e v_{Z-1} (C_{Z-1} \rho_{Z-1} + R_{Z+1} \rho_{Z+1}) n_e v_Z + R_{Z+1} \rho_{Z+1} v_{Z+1} - m_z v_z (g_Z + g'_{\text{loss}})$$

其中 $\rho_z = n_z m_z$ ， $p_z = n_z k T_z$ 。 v 为背景离子流体速度。 α ， β 为热力系数。 T_i 为燃料粒子温度。假定 $T_z = T_i$ ，从而没有求解每一电荷态的能量方程， T_z 由离子能量方程决定。

上述方程组与燃料离子和电子的Braginskii流体方程组联合确定了整个输运的磁流体

方程组^[10]，采用牛顿迭代法求解。中性燃料粒子和中性杂质的处理采用的是首次行程（输运）修正扩散（FFCD）理论^[12]。由于我们得到的NEWTID版本中没有计算原子速率系数的程序包，我们采用B2编码^[13]的B2A和ADPK两个程序包计算杂质的原子速率系数。这两个程序包经过改编以适合我们的计算。尽管NEWTID编码是一维的，但在假定径向分布是指数衰减的基础上，通过包括径向粒子和热输运以及删削层宽度的模型项，编码考虑了径向效应。原编码中只有一个喷气口以供喷气和/或注杂用。我们改进了这一程序，开了两个口，以将喷气（D₂）和注杂质（B）分开。目的是为了研究喷气位置对杂质输运及偏滤器靶板功率峰值负载的影响。考虑到靶板处电子密度较高，杂质的电离自由程小，从而被沉积和再沉积到靶板上的几率大，因而我们将杂质的注入位置固定在靶板打击点处，以利于杂质的滞留，并利用杂质再沉积的有利效应^[14, 18]。这一改动使得燃料离子的源项不再是位置无关的，而是位置的函数。这样，燃料离子的连续方程变为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(n_i v) = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} n_D + g_D(s) \quad (5)$$

$g_D(s)$ 为喷D₂的外源，为位置 s 的函数。 n_D 为中性粒子密度。 $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$ 为电离速率系数。

靶板热通量值和偏滤器运行方式关系密切。利用杂质增加边缘的功率辐射和降低靶板前等离子体温度的目的是降低靶板前离子和电子的热通量。热通量与温度梯度的关系由下列方程给出：

$$q_i = \frac{5}{2} n_i v T_i + \frac{1}{2} n_i m_i v^2 - \chi' \frac{\partial T_i}{\partial s} \quad (6)$$

$$q_e = \frac{5}{2} n_e v_e T_e - \chi'' \frac{\partial T_e}{\partial s} \quad (7)$$

其中 v_e 为电子速度。由于鞘层电位的影响，流到靶板上的电子热通量为 $q_e^{\text{sh}} = \gamma v_e T_e^{\text{sh}} n^{\text{sh}}$ 。因此，要想降低靶板前离子热通量就须降低靶前等离子体温度同时增加温度梯度；要想降低靶板前电子热通量还须降低等离子体电子压强。由于未能很好地考虑幽僻通量区（private flux region）的原子过程，用NEWTID计算得到的热通量数值比实际值大1到2倍^[10]。尽管如此，我们还是用它考虑了喷气和注杂质对离子和电子热通量的影响。

计算是以实验混合堆（FEB）的参数为基础的。FEB是一个年产100 kg钚的混合堆^[15]。FEB设计的物理参数如表1所示。堆芯边缘层的几何位型如图4所示。计算的区域是从删削层对称点（驻点）到靶板上的等离子体打击点。从堆芯流入删削层内的总功率为78.6 MW。考虑到偏滤器内外侧通道的不对称性^[16]，我们假定了50.6 MW的功率流入偏滤器外侧，这一功率大约占总功率的64%。计算是对偏滤器外侧进行的。根据堆芯等离子体密度和粒子约束时间计算得到的从堆芯进入边界层的粒子速率是 $8.2 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ 。极向磁场强度沿分界线的分布如图5所示。输运系数的确定对整个输运来说是很重要的。根据堆等离子体的输运特性^[17]，氦和氟离子的径向扩散系数和径向能量输运系数均取为 $1 \text{ m}^2/\text{s}$ ，杂质的径向扩散系数为 $2 \text{ m}^2/\text{s}$ ，电子径向能量输运系数为 $4 \text{ m}^2/\text{s}$ 。

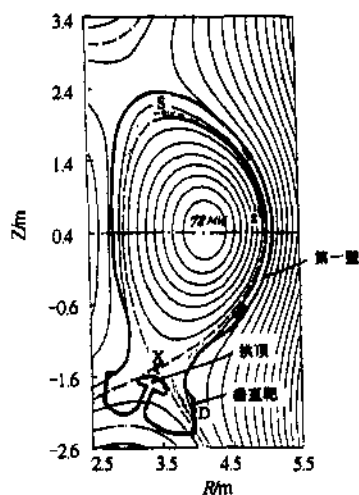


图4 堆芯边缘层的几何位形

S——删削层对称点(驻点);
D——偏滤器靶板打击点; X-X点(极向场零点);
s——沿分离线距驻点S 距离的坐标。

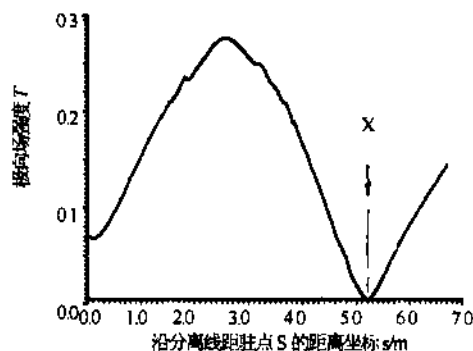


图5 极向磁场沿分界线从驻点到打击点的分布

表1 FEB物理参数

大半径R	4.0 m	平均温度 T	10 keV
小半径a	1.0 m	杂质有效电荷数 Z_{eff}	1.5
拉长度 k	1.7	聚变功率 P_f	143 MW
轴心磁场 B	5.2 T	能量约束时间 τ	0.8s
等离子体电流 I_p	5.7 MA	辅助加热功率 P_{aux}	50 MW
安全因子 $q(95\%)$	3.0	偏滤器位形	单零
平均电子密度 $\langle n_e \rangle$	$1.1 \times 10^{20} m^{-3}$	联接长度	77.2 m

表2 4种方案及其杂质辐射量

方案	喷气点位置s(距驻点距离m)	喷气口宽/m	喷气率/ $m^2 \cdot s^{-1}$	杂质辐射功率/W
1	0	0.20	5×10^{21}	708.66
2	2.466	0.20	5×10^{21}	2977.00
3	5.209	0.20	5×10^{21}	564.35
4	6.604	0.20	5×10^{21}	579.30

2.2 喷气和注杂联合运行的数值模拟

对于任意位置的喷气，我们模拟跟踪了等离子体及杂质的每一电离态的输运情况。这里主要考虑杂质的输运特性。杂质注入量对喷气量之比和靶板功率负载的关系需作进一步

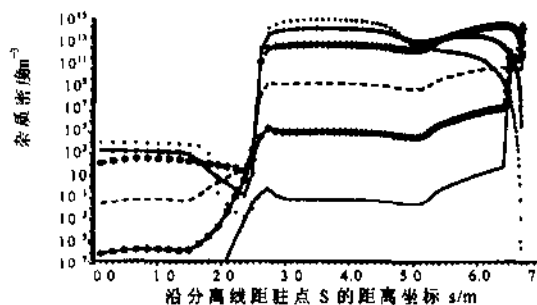


图6 方案2的各电态硼沿分界线的分布

实线对应 B^0 , 虚线对应 B^+ , 点虚线对应 B^{2+} ,
点实线对应 B^{3+} , 点虚线对应 B^{4+} , 点虚线对应 B^{5+} .

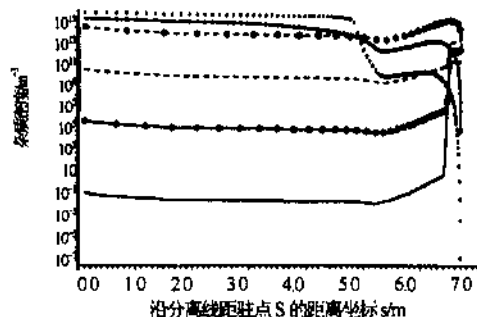
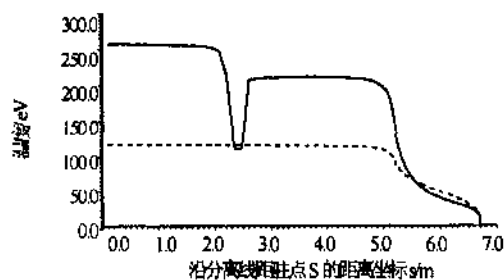
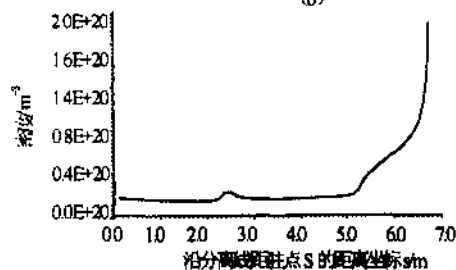


图8 靶板处喷气(方案4)时各电态硼沿分界线的分布。

实线对应 B^0 , 虚线对应 B^+ , 点虚线对应 B^{2+} ,
星虚线对应 B^{3+} , 点实线对应 B^{4+} , 点虚线对应 B^{5+} .



(b)

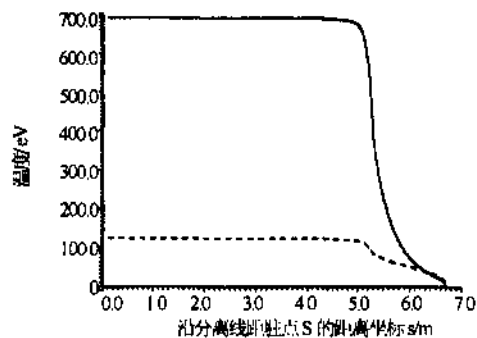


(b)

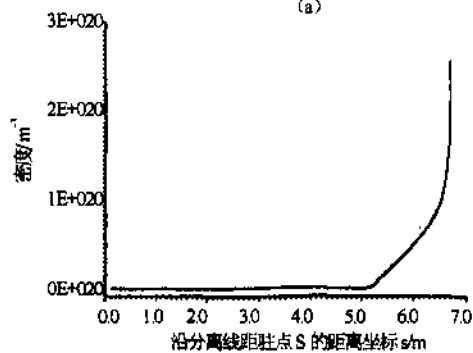
图7 方案2的沿分界线的温度和密度分布

(a) 离子温度(实线) 和电子温度(虚线);

(b) 离子密度(实线) 和电子密度(虚线)。



(a)



(b)

图9 靶板处喷气(方案4)时温度
和密度沿分界线的分布

(a) 离子温度(实线) 和电子温度(虚线);

(b) 离子密度(实线) 和电子密度(虚线)。

的专门研究。因此,我们这里暂将喷气和注杂的二个狭缝宽度均固定为0.2 m,喷气速率为 $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,注入硼的速率定为 $10^{17} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。共研究了4种不同位置的喷气方案(见表2)。方案1是在删削层驻点处喷气。方案2中的喷气位置靠近中平面极向磁场最大处即 $s = 2.466 \text{ m}$ 处(距对称点),磁场最大处则在 $s \approx 2.583 \text{ m}$ 。方案3是在X点喷气。方案4是在靶板处喷气。这4种喷气位置下硼的辐射功率由表2 给出,可以看到方案2(喷气位置靠近中平面)的杂质辐射功率为最大。图6给出了硼的不同电离态的密度分布曲线。从中可以看到在靠近中平面喷气的方案2下,从对称点直到中平面喷气处,各电离态硼杂质密度均很低;从喷气口下游开始,各电离态硼杂质密度急剧增加到较高的密度后持平到达X点;进入偏滤器后,低电离态硼杂质($\text{B}^0, \text{B}^{1+}, \text{B}^{2+}$)密度进一步增加,高电离态硼杂质(B^{4+})密度开始下降。杂质滞留位置明显被推向靶板附近。原因是这种情形导致了更强的流向靶板的氦和氖离子流。图7给出了方案2的电子和离子的温度以及密度的分布,可以看到靶板前有大的温度梯度和密度,这对于堆芯免受杂质污染将是有利的。从图7还可以看出,删削层电子温度低于离子温度。在喷气口附近,离子温度明显下降。从图7的密度分布曲线可以看出,在喷气口处有一小凸峰,这是由于喷入的气体被电离,从而导致电子和离子密度增加所致。

其他三种方案的分布是相似的。典型的各电离态硼杂质沿分界线的分布(方案4)示于图8;典型的沿分界线的温度和密度分布(方案4)示于图9。

方案2,4之间的比较是有意义的,因为它们除了喷气位置不同外,其它情况完全一样。对于方案4,从图8可以看出,从驻点到X点附近的删削层区域,杂质的高电离态的密度值远高于低电离态的密度值,可见,此情形中位于这一区域内的杂质几乎是完全剥离的。在喷气位置附近(6.604 m),低电离态硼密度值高于高电离态硼的密度值。在0到 2.466 m 的区域内,方案2对应的总杂质浓度只有方案4的 10^{-11} 倍。在3 m到X点(5.2 m)处,方案2和方案4的总杂质浓度差不多。对这二种情形,X点到打击点区内的高电离态硼杂质浓度都迅速降低,低电离态硼杂质($\text{B}^1, \text{B}^{2+}, \text{B}^{3+}$)浓度升高。这说明等离子体温度在这一区域内是迅速下降的。事实上,图7和图9表明:在驻点到X点之间,电子温度均低于离子温度。二种方案下的电子温度相差不大,而方案2的各处的离子温度远低于方案4的各处的离子温度。靶板前等离子体密度迅速增加,电子和离子的温度(特别是离子温度)在这一区域内下降很快。二种情形的结果都表明:X点到打击点区域内的杂质以中等电离态杂质(B^{3+})为主,各电离态的杂质浓度值大小差不多。杂质辐射是我们研究杂质输运所关心的另一重要问题。各种方案的杂质辐射量由表2给出,显然可以看出,方案2的辐射量最大。杂质辐射对喷气位置的关系示于图10,星号为方案1~4对应的计算点,实线为用内插多项式法拟合的曲线。不难看出,喷气位置在中平面即极向磁场强度最大处附近时导致的杂质辐射的功率最大。偏滤器打击点处离子热通量与喷气位置的关系示于图11。图11表明:喷气位置越靠近驻点,则偏滤器打击点处离子峰值热通量越低。由于杂质辐射量太小,杂质辐射对离子热通量的影响被燃料离子本身的辐射所覆盖。这就是为什么图10中出现杂质辐射最大值的喷气位置并不对应图11中出现最小离子峰值热通量的喷气位置。图12示出了靶板上峰值功率(即总的峰值热通量,其中主要为电子峰值热通量)与喷气位置的关系。从这里可以看出,喷气位置在中平面处(方案2)对应的靶板功率负载最低。

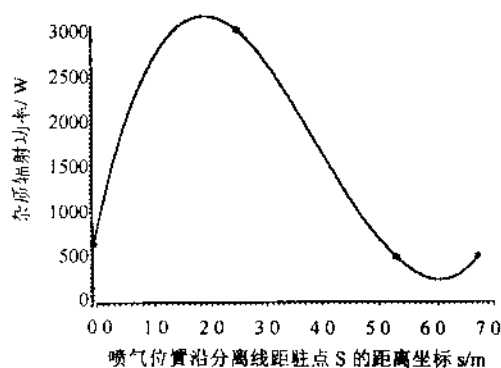


图10 杂质辐射对喷气位置的关系

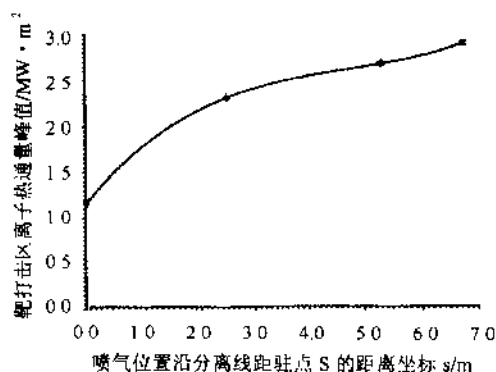


图11 偏滤器打击点处离子热通量对喷气位置的关系

2.3 讨论

用改进了的NEWTID编码模拟了实验混合堆FEB偏滤器的喷气和注杂联合运行状态下的等离子体和杂质的输运。计算了喷气位置的四种方案。模拟计算结果指出：喷气位置对等离子体温度和密度分布均有较大的影响。在复杂的磁场地形中的杂质输运是复杂的。喷气位置和喷气量对杂质各电离态的分布、杂质滞留区域和杂质电离度均有很大的影响。从杂质滞留区域、杂质辐射功率、以及靶板功率负载的降低等角度看，在中平面处喷气的方案2优于其他方案。这是因为中平面处喷气增强了流

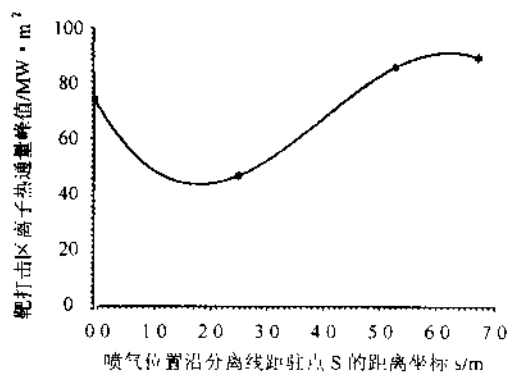


图12 偏滤器打击点处总热通量对喷气位置的关系
星号为计算点，实线为拟合曲线。

向偏滤器靶板的粒子流，降低了偏滤器等离子体温度，粒子流摩擦力增强了杂质滞留于靶板前。为增强杂质在靶板上沉积的有利效应^[18]，将注杂位置和喷气位置分开而固定在靶板处。从增强杂质在删削层中的辐射来看，注杂位置在靶板前不一定是最佳的，特别是对于轻杂质（如本文模拟所用的硼）。应进一步进行注杂位置的优化研究。

3 脱靶等离子体运行的模拟计算

稳态 ELMy H 模等离子体和辐射偏滤器参数区的脱靶/部分脱靶等离子体运行是 FEB-E 设计的关键问题。H 模脱靶等离子体已在 ASDEX-U, DIII-D, JET 和 JT-60U 等装置上获得。所有这些脱靶等离子体可以由喷气 (D_2) 和注杂（如 N_2 , Ar 等）而得到的，

它伴随有大的边缘辐射功率份额 (50%~80%), 并以沿着删削层(SOL)磁力线有一个大的等离子体压力跌落为特征^[6]。然而, 脱靶在此处定义为偏滤器靶板处等离子体压力几乎为零的等离子体运行方式。通过模拟分析, 下面将看到偏滤器等离子体压力跌落不仅和辐射份额相关, 而且和 SOL 驻点密度更为密切相关。

3.1 删削层两点模型

模拟计算用的整个删削层模型见图 13。从偏滤器内侧靶板至外侧靶板的磁联结长度上的对称点称为驻点。二点删削层模型在本文是指删削层 SOL 从驻点到偏滤器外侧靶板等离子体轰击

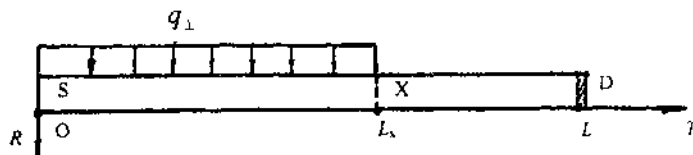


图 13 删削层/偏滤器的模型

r 坐标沿着磁通量管; R 坐标垂直于分离线; L 为磁联结长度。

驻点 S 位于 $r=0$, 极向场 X 点位于 $r=L_s$, 偏滤器靶板打击点位于 $r=L$ 。

中心点的物理模型, 用来估计沿磁力线的等离子体压力跌落。Borrass^[20] 给出了二点模型的基本假定。如果我们设定驻点密度 n_s 为一个输入参数, 通过数学处理, 于是 n_D 、 T_s , 以及 f_p 和 f_{rad} 之间的关系可以表示为 n_s 和 T_D 的函数, 即

$$n_D = \left[\frac{49 \times 8}{5} \right]^{2/11} \cdot \frac{f_p}{1 + M_D^2} \cdot \left[\frac{q_{\perp}^2 L^2 B_t}{e F \kappa} \right] \cdot \frac{n_s^{9/11}}{T_D} \quad (8)$$

$$T_s = \left[\frac{49 \times 8}{5} \right]^{2/11} \cdot \left[\frac{q_{\perp}^2 L^2 B_t}{e F \kappa} \right]^{2/11} \cdot n_s^{-2/11} \quad (9)$$

$$\Delta = \frac{5}{32} \cdot \left[\frac{49 \times 8}{5} \right]^{4/11} \cdot \frac{e F}{q_{\perp} B_t} \cdot \left[\frac{q_{\perp}^2 L^2 B_t}{e F \kappa} \right]^{4/11} \cdot n_s^{7/11} \quad (10)$$

$$\frac{1 - f_{rad}}{f_p} = \frac{5}{112} \left[\frac{49 \times 8}{5} \right]^{6/11} \cdot \frac{\sqrt{2e}}{\sqrt{m_i}} \cdot \frac{L}{\kappa} \cdot \left[\frac{q_{\perp}^2 L^2 B_t}{e F \kappa} \right]^{-5/11} \cdot \frac{M_D}{1 + M_D^2} \cdot \frac{e[\xi + T_d(\gamma + M_D^2 - 1)]}{T_D^2} \cdot n_s^{16/11} \quad (11)$$

注脚 D, s 分别表示偏滤器打击点和驻点的量。除温度用 eV 为单位外, 其他均用 SI 制单位。字符意义为:

f_p ——等离子体压降系数 ($f_p = 2p_D/p_s$), 它反映了由于离子-中性粒子相互作用或其他动量损失机制而导致沿着磁力线的压力跌落。 $f_p = 1$ 为沿磁力线没有动量损失的状态。

M_D ——偏滤器靶板处马赫数。

Δ ——SOL 温度删削厚度。

L ——SOL 磁联接长度 (偏滤器内外侧靶板间磁联接长度的 1/2)。

F ——由 $F=D_{\perp}/D_{\text{Bohm}}$ 定义。 D_{Bohm} 为博姆扩散系数, $D_{\text{Bohm}}=T/16B$ (T 为 eV, B 为 Tesla 单位)。

κ ——决定 Spitzer 平行电子热传导的系数; $\kappa_{\text{Spitzer}}=\kappa T^{5/2}$ 。

B_t ——环向磁场

F_{rad} ——边缘辐射份额 (电荷交换、电离和杂质辐射等)。

ξ ——每次电离事件中电子消耗的平均能量。

通过分析拟合, 有

$$\xi(T_D)=17.5+(5+\frac{37.5}{T_D})\log(\frac{10^{21}}{n_D}) \quad \text{eV} \quad (12)$$

设 $q_{\perp}$ 为跨越分离面的平均功率通量, 则

$$q_{\perp}=\frac{\eta\rho_{\text{sol}}}{4\pi^2aR\sqrt{k}} \quad (13)$$

其中 P_{sol} 是由芯体进入删削层的功率。 η 是实验中观察到的功率通量进入偏滤器内外通道的分配不对称系数。 k 等离子体拉长比。 a , R 分别是等离子体小半径和大半径。 这样 $q_{\perp}$ 最终是一个输入量。 式 (8) 是由动量平衡方程推导来的。 式 (9) 和 (10) 来自删削层功率平衡的局部分析。 式 (11) 本质上是靶处的总体功率平衡方程。 式 (11) 的右侧通过 ξ 而相关于 n_D 。 T_D 可以通过下面总体功率平衡而被估计出来。 这样, 式 (11) 的右侧仅取决于 n_D 。 藉此方法, 可以得到 f_p , f_{rad} , n_D 之间的关系。 根据总体功率平衡, 由于传导倾泄到偏滤器靶的功率 $P_{\text{damp}}=\gamma eT_DN/\tau_p$, 其中 γ 为靶鞘层的热传导系数。 它应等于从芯体流入删削层的功率减去删削层辐射功率后的传输功率 $P_{\text{tr}}=(1-f_{\text{rad}})P_{\text{sol}}$, 即 $P_{\text{damp}}=P_{\text{tr}}$, 据之 T_D 可以由外部参数表示

$$T_D=(1-f_{\text{rad}})P_{\text{sol}}\tau_p/Ne\gamma \quad (14)$$

这样式 (8) — (11) 和 (14) 可联立解出等离子体压降系数 f_p 作为 f_{rad} 和 n_s 的函数关系 (见图 14)。 由图可看到, 当驻点密度 n_s 在 10^{19} m^{-3} 范围内时, f_p 随 n_s 增加而急剧下降。 当 $n_s \leq 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 和 $f_{\text{rad}} \leq 0.2$ 时, 等离子体压降系数大于 0.2。 所以 FEB-E 偏滤器等离子体脱靶运行要求 $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_s \leq 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 和 $0.3 \leq f_{\text{rad}} \leq 0.8$, 以得到沿磁力线有大的等离子体压力跌落, 即靶板打击点处有小的等离子体压降系数 $f_p \leq 0.2$ 。

3.2 估算由杂质辐射引起的 f_{rad}

让我们估算杂质引起的辐射损失。 一个简单的方法是基于杂质在等离子体中的渗透长度来估算杂质辐射的体积。 渗透长度是指一个中性杂质 (硼) 原子在被电离之前经过的平均自由程。 假设离子温度梯度力可以

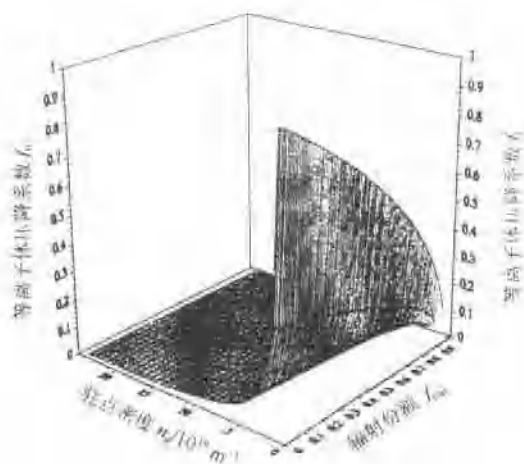


图 14 等离子体压降系数 f_p 对辐射份额 f_{rad} 和驻点密度 n_s 的关系

忽略不计, 在中性粒子电离平均自由程之内等离子体密度和杂质密度是常数, 杂质电离后在强等离子体流摩擦力作用下被排斥回偏滤器靶板。杂质辐射份额 f_{rad} 可被推导^[21]出来, 即

$$f_{\text{rad}} = \frac{1}{(\sigma v)_{\text{ion}} P_{\text{sol}}} L_Z(T_D) n_{\text{imp}} 2\pi R_s \sqrt{2T_D/m_z} \cdot \frac{5}{32} \left(\frac{49 \times 8}{5}\right)^{4/11} \frac{eF}{q_{\perp} B_t} \left(\frac{q_{\perp} L^2 B_t}{eF\kappa}\right)^{4/11} n_s^{7/11} \quad (15)$$

其中 $(\sigma v)_{\text{ion}}$ 是杂质的电离系数, $L_Z(T_D)$ 是冷却速率 (Wm^3), n_{imp} 是杂质密度。设定 $n_{\text{imp}} = f_{\text{imp}} n_s$, f_{imp} 为杂质浓度系数。由式 (8) 解出 f_{rad} , 随即据之可以解出等离子体压降系数 f_p 。图 15 示出了在一定的杂质浓度 f_{imp} 下等离子体压降系数 f_p 和注点密度 n_s 的关系。图 16 则示出了一定驻点密度下的 f_p 和 f_{imp} 的关系。

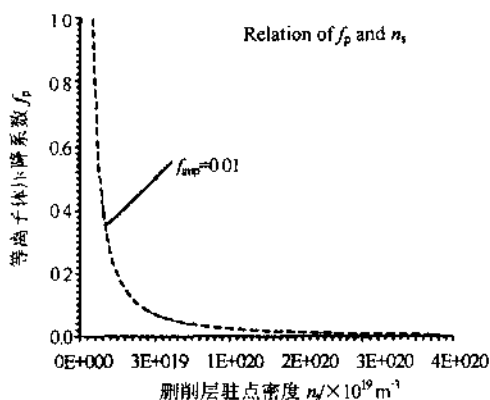


图 15 等离子体压降系数 f_p 和
等离子体驻点密度 n_s 之间的关系

(杂质辐射功率用杂质密度 $n_{\text{imp}} = f_{\text{imp}} n_s$ 来估算)

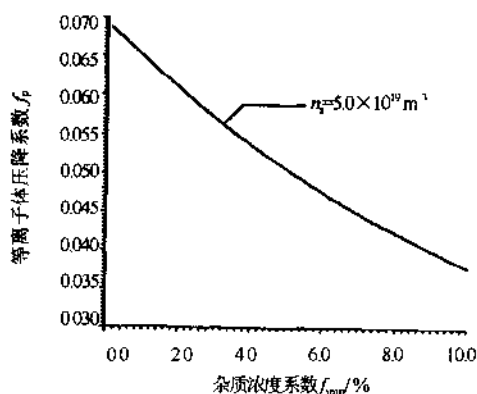


图 16 等离子体压降系数 f_p 对
杂质浓度系数 f_{imp} 的关系

($f_{\text{imp}} = n_{\text{imp}}/n_s$)

3.3 讨论

图 14 ~ 16 反映了等离子体压降系数 f_p 对辐射份额 f_{rad} 和驻点密度 n_s 的关系。可以看到, 在低驻点密度 ($n_s \leq 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) 和低辐射份额 ($f_{\text{rad}} \leq 0.2$) 参数区, 等离子体压降系数 f_p 较大。此参数区主要靠电荷交换来消耗 SOL 功率且因低密度而效果不好, 只能排出小量的 SOL 功率, 等离子体将烧穿靶前的中性气垫, 大部分 SOL 功率将倾泄到靶上, 使靶很快被烧蚀。当驻点密度增大, f_p 急剧减小。当 $n_s \geq 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 时, 只需很小的掺杂浓度, 就能获得 $f_p \leq 0.2$ 。此状态相当于靶前等离子体压力已跌落至删削层驻点等离子体压力的 1/10, 靶前等离子体压力基本上消失了, 等离子体和偏滤器靶板脱离接触了。这种状态说明应用少量的注入杂质, 结合燃料中固有的杂质来排除 SOL 功率, 使得偏滤器中等离子体温度降低到很低, 使等离子体中性粒子相互作用能有效地迁移 SOL 中残留的动量, 一直到有效地发生离子电子的体积复合。此时等离子体脱离偏滤器靶板, 偏滤器靶板热负载已急剧地减小了。增大 n_s 和 f_{rad} 均可导致沿力线有大的等离子体压力降落, 即小的 f_p 。然而增大 n_s 和 f_{rad} 也均不利于主等离子体的约束和纯度, 因为离的删削层密度和杂质浓度有碍于外部加热功率通过删削层沉积到芯体, 从而影响芯体离子温度和电子温度。