

热电子发射对钨偏滤器靶板附近磁化鞘层影响的模拟研究*

李涵汐 王德真†

(大连理工大学物理学院, 大连, 116024)

(2023年2月24日收到; 2023年5月15日收到修改稿)

高约束模式是先进托卡马克装置的首选运行方式, 但边界局域模的爆发会使沉积到偏滤器靶板的热负荷急剧增大, 导致靶板温度迅速上升, 表面热电子发射增强. 本文采用一维流体模型模拟了热电子发射对磁化鞘层特性的影响. 结果表明, 在热电子发射的作用下, 靶板的悬浮电势幅值减小, 电场强度减弱. 大量的热发射电子离开靶板, 使得在靶板附近出现净电荷密度为负的区域, 将磁化鞘层划分为离子鞘和电子鞘两部分. 在电子鞘中, 随着靶板表面温度的升高, 靶板前累积的电子增多, 电势分布呈现非单调性, 出现虚拟阴极结构. 靶板附近形成的反向电场会限制热发射电子离开靶板, 离子运动减速, 导致沉积到靶板的离子能量降低. 随着磁场与靶板法线夹角的增大, 磁化鞘层总电势降变大, 虚拟阴极电势降低, 磁化鞘层中电子鞘的占比增加, 形成虚拟阴极所需的靶板温度升高.

关键词: 磁化鞘层, 热电子发射, 虚拟阴极

PACS: 94.30.cj, 79.40.+z, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.72.20230276

1 引言

托卡马克是目前最有希望实现磁约束核聚变的装置之一^[1]. 1982年, 德国的 ASDEX 装置上首次发现了高约束模式 (H-模)^[2], 该模式能将能量约束时间延长一倍, 是目前托卡马克装置运行的最佳选择^[3]. H-模的台基区是靠近最外闭合磁面的狭小区域, 存在边界输运垒. 台基区内陡峭的压强梯度和高电流密度能激发等离子体不稳定性, 引发边界局域模 (ELMs). ELMs 的爆发会使沉积到靶板表面的热负荷大幅度增大, 靶板表面迅速升温. 随着靶板温度的升高, 增强的热电子发射会对磁化鞘层特性产生影响.

关于靶板发射电子的研究最早可以追溯到1967年, Hobbs 和 Wesson^[4]首次计算通过非磁化

无碰撞鞘层的热流, 发现当发射电子流与等离子体电子流比值超过某一临界值时, 鞘层电势不再单调分布, 出现阻碍发射电子运动的势阱. 这种由于发射电子在器壁附近聚集而产生的虚拟阴极结构引起广泛关注. Takamura 等^[5]通过推导得出, 随着非磁化鞘层中热电子发射的增强, 器壁表面电场减小直至为零; 当电子以有限的温度发射时, 电场为零的位置离开器壁向前移动, 形成虚拟阴极. Gyergyek 和 Kovačič^[6]使用一维粒子模拟 (PIC) 程序模拟了非磁化鞘层中热电子发射对悬浮电势的影响, 结果表明, 器壁附近出现虚拟阴极以后继续提高热电子发射流, 悬浮电势和虚拟阴极电势均减小. 此外, 这种虚拟阴极结构还被应用于发射探针的研究^[7,8].

近些年, 世界上多个托卡马克装置陆续实现了 H-模放电^[9-13], 热电子发射对磁化鞘层的影响成为研究焦点之一. Komm 等^[14]选择磁预鞘和

* 国家自然科学基金 (批准号: 12235002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

静电鞘层为模拟区域, 利用 PIC 程序 SPICE2 给出不同磁场倾角和靶板温度下钨靶板表面存在热电子发射时的模拟结果, 热电子发射会导致悬浮电势降减小, 这种效应会随着磁场与靶板之间夹角的减小而逐渐减弱等. 与粒子模拟相比, 流体模型的优势是所需计算资源少和运算速度快, 且能详细地描述磁化鞘层整体结构以及各物理量的空间分布情况, 已经广泛应用于磁化鞘层的模拟研究^[15-21]. 本文采用一维流体模型, 研究热电子发射效应对磁化鞘层结构和特性的影响.

2 物理模型及基本方程

本文模拟区域如图 1 所示, $x = 0$ 是等离子体与鞘层交界处, $x = x_w$ 表示靶板位置, 二者之间的区域称为磁化鞘层. 模拟的带电粒子种类是氢离子、电子及热发射电子. 如图 1 所示, 假设 y 轴和 z 轴方向无限大, 仅考虑粒子位置在 x 方向上的变化, 则位置空间可简化为一维. 同时, 由于在 $x-y$ 平面内存在与 x 轴夹角为 θ 的均匀磁场 \mathbf{B} , 使得离子的运动方向发生偏转, 因此速度空间仍为三维.

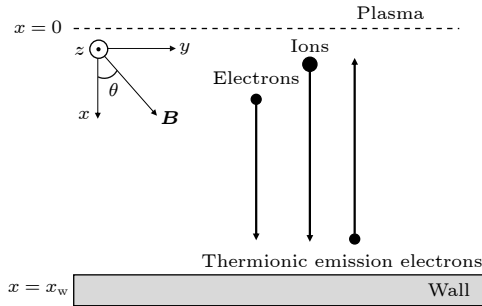


图 1 模拟区域示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the simulation region.

对于稳态等离子体, 离子满足连续性方程和动量平衡方程, 考虑电子服从玻尔兹曼分布^[21]:

$$\nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) = Z(n_e + n_s), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (m_i n_i \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i) = -en_i \nabla \varphi + en_i \mathbf{u}_i \times \mathbf{B} - n_i m_i v_c \mathbf{u}_i, \quad (2)$$

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right), \quad (3)$$

式中, n_0 , n_i , n_e , m_i 分别表示 $x = 0$ 位置处的等离子体密度、离子密度、电子密度及离子质量, φ 代表电势, e 是元电荷, \mathbf{u}_i 是离子平均速度, \mathbf{B} 是外加磁场, 自洽电场 $E = -\partial\varphi/\partial x$ 沿着 x 方向, Z 是电离频率, $Z(n_e + n_s)$ 表示电子、热发射电子碰

撞电离产生的源项, v_c 表示离子与中性粒子碰撞频率, T_e 为电子温度.

考虑到热发射电子主要分布在靶板附近很小的区域, 忽略动量方程中的洛伦兹力和碰撞项, 连续性方程和动量方程如下:

$$\nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (m_e n_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) = en_s \nabla \varphi, \quad (5)$$

其中, n_s , m_e , \mathbf{u}_s 分别表示热发射电子的密度、质量、平均速度. 带电粒子密度与电势之间的关系由泊松方程确定:

$$\varepsilon_0 \nabla^2 \varphi = -e(n_i - n_e - n_s), \quad (6)$$

其中, ε_0 为真空介电常数. 等离子体与鞘层交界处 $x = 0$ 的边界条件如下:

$$\varphi = 0, \quad u_i = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (7)$$

靶板处 $x = x_w$, 考虑悬浮势, 满足流密度守恒条件:

$$j_{ix} = j_{ex} - j_{sx}, \quad (8)$$

式中, j_{ix} , j_{ex} , j_{sx} 分别代表靶板处的离子流、电子流及热电子发射流. 热电子发射流服从 Richardson-Dushman 公式^[22], 靶板处的电子速度分布服从半麦克斯韦分布^[21], 靶板表面热发射电子初始发射速度假设为平均热速度^[23], 各表达式如下:

$$j_{ix} = n_{iw} \cdot u_{xw}, \quad (9)$$

$$j_{ex} = n_{ew} \cdot \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$j_{sx} = A_{\text{eff}} T_s^2 \exp\left(\frac{-W_f}{kT_s}\right), \quad (11)$$

$$u_{sw} = \left(\frac{8kT_s}{\pi m_s}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

这里, n_{iw} 为靶板处的离子密度, u_{xw} 为到达靶板处的离子速度, n_{ew} 为靶板处的电子密度, u_{sw} 为离开靶板的热发射电子密度. 考虑偏滤器靶板材料为钨, 热电子发射流中 Richardson 常数 $A_{\text{eff}} = 60 \text{ A}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^{-2})$ ^[14], 钨材料的功函数 $W_f = 4.55 \text{ eV}$ ^[24], T_s 代表靶板温度, 可以看到在靶板材料确定的情况下, 热电子发射流仅与靶板表面温度有关. 靶板表面温度与等离子体热负荷沉积、辐射及热传导等有关, 本工作为了简化没有自洽计算靶板温度, 按独立参数给定.

对 (1) 式—(6) 式无量纲化, 并引入下列无量纲量:

$$\xi = \frac{x}{\lambda_{D0}}, \quad \phi = \frac{e\varphi}{T_e}, \quad \mathbf{b} = \frac{e\mathbf{B}}{m_i\omega_{pi}} = \frac{eB}{m_i\omega_{pi}}(\cos\theta, \sin\theta, 0),$$

$$N_\alpha = \frac{n_\alpha}{n_0}, \quad \mathbf{V} = \frac{\mathbf{u}_\alpha}{c_s}, \quad J_\alpha = \frac{j_\alpha}{(n_0c_s)} \quad (\alpha = i, e, s),$$

$$\gamma = \frac{v_c}{\omega_{pi}}, \quad \delta = \frac{Z}{\omega_{pi}}, \quad (13)$$

其中, $\lambda_{D0} = (\varepsilon_0 T_e / n_0 e^2)^{1/2}$ 代表电子德拜长度, $\omega_{pi} = (n_0 e^2 / \varepsilon_0 m_i)^{1/2}$ 表示离子等离子体频率, $c_s = (T_e / m_i)^{1/2}$ 为离子声速, 得到下列无量纲化方程组:

$$\frac{\partial(N_i V_x)}{\partial\xi} = \delta(N_e + N_s), \quad (14)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial\xi} = -\frac{1}{V_x} \frac{\partial\phi}{\partial\xi} - b_y \frac{V_z}{V_x} - \gamma - \delta \frac{(N_e + N_s)}{N_i}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial\xi} = b_x \frac{V_z}{V_x} - \gamma \frac{V_y}{V_x} - \delta \frac{(N_e + N_s)}{N_i} \frac{V_y}{V_x}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial\xi} = b_y - b_x \frac{V_y}{V_x} - \gamma \frac{V_z}{V_x} - \delta \frac{(N_e + N_s)}{N_i} \frac{V_z}{V_x}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial\xi} = \delta \frac{(N_e + N_s)}{V_x} + \frac{N_i}{V_x^2} \frac{\partial\phi}{\partial\xi} + b_y \frac{V_z N_i}{V_x^2} + \gamma \frac{N_i}{V_x}, \quad (18)$$

$$N_e = \exp(\phi), \quad (19)$$

$$\frac{\partial(V_s)}{\partial\xi} = \frac{1}{V_s} \frac{\partial\phi}{\partial\xi} \frac{m_i}{m_s}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial(N_s V_s)}{\partial\xi} = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\xi^2} = -(N_i - N_e - N_s). \quad (22)$$

边界条件 (7) 和 (8) 式简化为

$$\xi = 0, \quad \phi = 0, \quad \mathbf{V} = 0, \quad \frac{\partial\phi}{\partial\xi} = 0, \quad (23)$$

$$\xi = \xi_w,$$

$$N_{iw} \cdot V_{xw} = \exp(\phi_w) \cdot \left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right)^{1/2} - N_{sw} \cdot \left(\frac{8T_s m_i}{\pi T_e m_s}\right)^{1/2}. \quad (24)$$

由边界条件可知, $\xi = 0$ 时离子各方向的速度均为零, 该点是上述方程组的奇点. 因此, 选择一个 $\xi \neq 0$ 但趋近于零的点 ξ_l 进行 Taylor 展开, 近似地取该点值作为初始的边界条件 [25]. $\xi = 0$ 处满足准中性条件: $N_i = N_e + N_s$, 其中, 热发射电子密度 N_s

由程序扫描给出自洽值. 下文主要围绕钨偏滤器靶板热发射温度和磁场夹角变化对磁化鞘层的影响展开讨论.

3 模拟结果与讨论

3.1 不存在热发射时磁化鞘层中各物理量的分布

磁化鞘层的模拟参数如下: 等离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 电子温度 $T_e = 20 \text{ eV}$, 磁场强度 $B = 2.0 \text{ T}$, 磁场靶板法线方向夹角 $\theta = 65^\circ$, 电荷交换碰撞频率 $v_c = 0.05\omega_{ci}$, 电离频率 $Z = 0.005\omega_{ci}$, 其中, $\omega_{ci} = eB/m_i$ 是离子回旋频率. 下文给出不存在热电子发射时, 磁化鞘层内各物理量的分布情况.

图 2 为离子在 3 个方向的速度、离子密度及电子密度的空间分布, 其中黑色虚线表示离子沿 x 方向的速度达到离子声速时的位置, 可以看到该处也恰好是开始出现空间电荷分离的位置 ($N_i \neq N_e$). 该位置左侧为磁预鞘区域, 该位置右侧为德拜鞘层区, 德拜鞘层的厚度约为几个德拜长度. 图 3 为电势及电场的空间分布, 可看出电势降落主要发生在德拜鞘层区域, 使得德拜鞘层内电场强度也急剧增大. 在鞘层电场以及磁场的共同作用下, 离子在由等离子体区向靶板运动的过程中, 各个方向的速度逐渐增大.

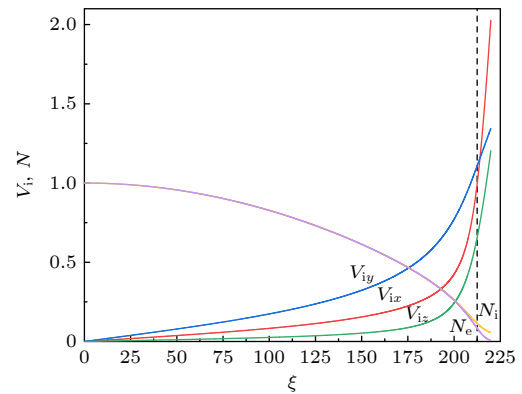


图 2 离子速度 V 、离子密度 N_i 及电子密度 N_e 的空间分布
Fig. 2. Spatial distribution of ion velocity V , ion density N_i and electron density N_e .

3.2 不同靶板温度下磁化鞘层中各物理量的分布

磁化鞘层内的模拟参数同 3.1 节, 热电子发射流由 (11) 式给出, 显而易见靶板表面温度 T_s 越高,

热电子发射流越强. 不存在热电子发射 ($T_s=0$ K) 时, 磁化鞘层的电势单调递减, 在靶板表面的电势记作 ϕ_w . 图 4 中, ϕ_{sw} 表示不同强度的热电子发射流作用下靶板处的电势. 如图 4 所示, 靶板温度 T_s 在 500—2000 K 区间内, 热电子发射流 J_s 是约等于 0 的小量, 电势 ϕ_{sw} 与 ϕ_w 相比几乎没有变化; 当靶板温度 T_s 升至 2500 K, 2700 K 及 2900 K 时, 热电子发射流逐渐增大. 由 (8) 式可知, 为补偿净入射电子流, 来自等离子体部分的电子流也增大, 因此靶板处的电势 ϕ_{sw} 幅值逐渐变小, 鞘层总电势降减小.

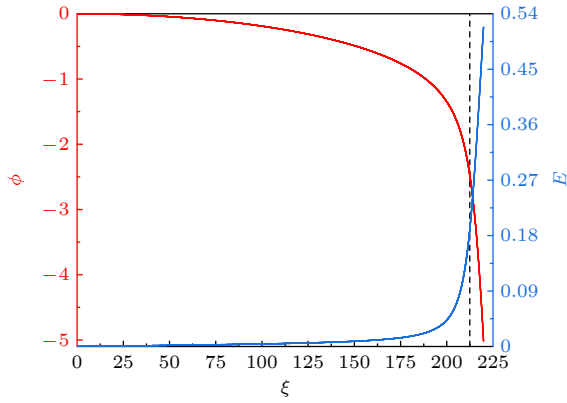


图 3 电势 ϕ 、电场 E 的空间分布

Fig. 3. Spatial distribution of electric potential ϕ and electric field E .

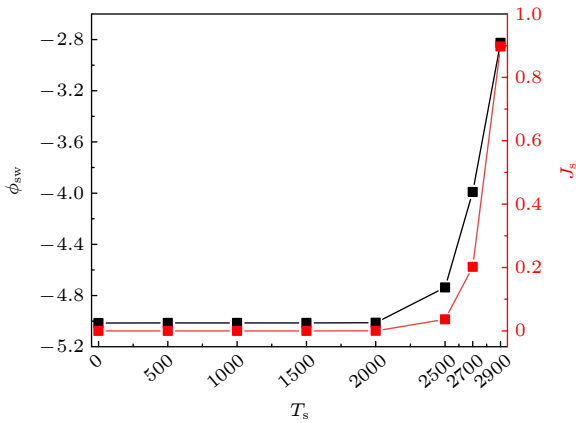


图 4 不同靶板温度时靶板处的电势 ϕ_{sw} 和热电子发射流 J_s
Fig. 4. Electric potential at the wall ϕ_{sw} and thermionic emission flux J_s at different target temperatures.

选取靶板温度分别为 2500 K, 2700 K 和 2900 K 的情况, 分析磁化鞘层中电势 ϕ 、电场 E 、净电荷密度 ρ 、热发射电子密度 N_s 的空间分布. 如图 5 和图 6 所示, 为了清晰比较不同靶板温度对物理量分布的影响, 将图中发生明显改变的区域适当放大, 并选择靶板温度 $T_s = 0$ K 的情况作为参照曲线.

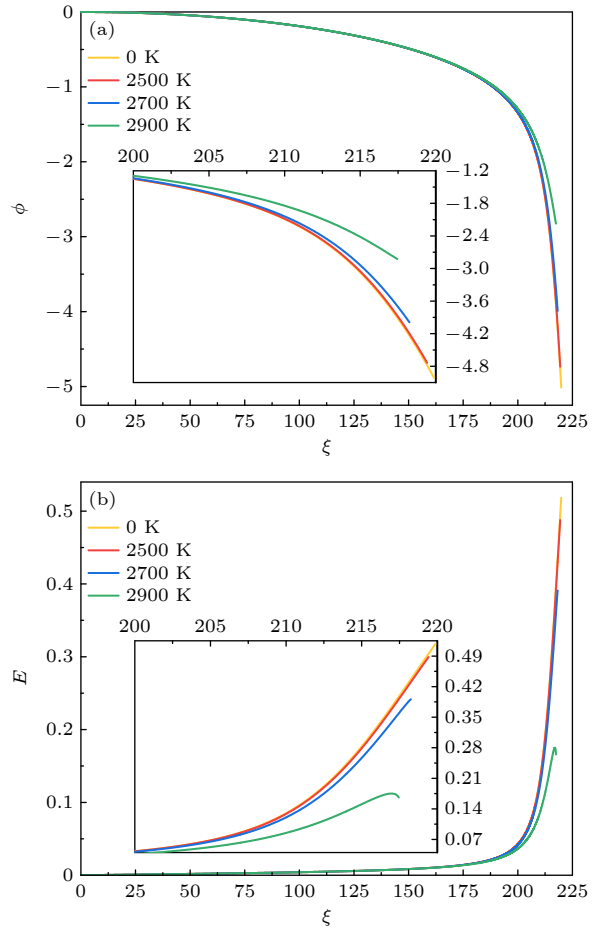


图 5 不同靶板温度 T_s 下 (a) 电势 ϕ 和 (b) 电场 E 分布

Fig. 5. Distribution of (a) electric potential ϕ and (b) electric field E in the full region at different target temperatures.

由图 5 可得, 靶板温度 T_s 从 2500 K 增至 2900 K, 电势 ϕ 沿 x 方向始终是单调下降的, 并没有出现虚拟阴极. 靶板温度越高, 鞘层总电势降越小, 电场强度越弱, 离子在鞘层中加速获得的能量也越小, 这使得离子轰击靶板时的动能越低. 对于钨偏滤器靶板来说, 物理溅射产额与入射离子的能量和角度均有关系, 且与入射能量正相关^[26,27]. 图 6 为不同靶板温度时, 净电荷密度和热发射电子密度的空间分布. 从图 6 可以看出, 随着靶板温度升高, 靶板附近由开始的净正电荷逐渐变为净负电荷. 这是由于靶板表面温度升高导致的热电子发射流增强, 使得靶板处的热发射电子密度逐渐增大. 当靶板温度 $T_s = 2900$ K 时, 净电荷密度 ρ 在靶板附近下降至负值, 电场 E 的空间分布不再是单调变化, 如图 5(b) 所示. 此时可以将模拟区域划分成两个部分: $\rho \geq 0$ 区域称为离子鞘, $\rho < 0$ 区域称为电子鞘.

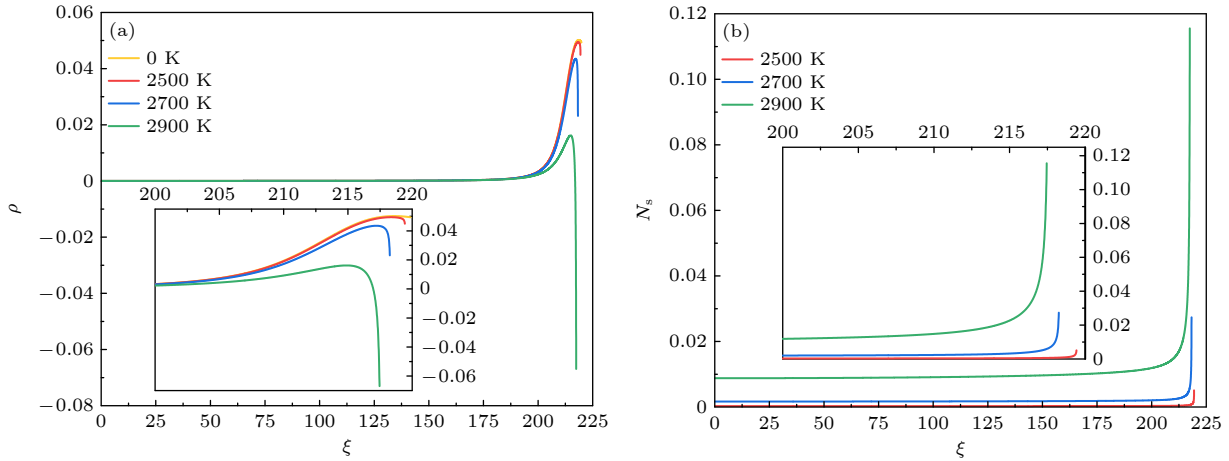


图 6 不同靶板温度 T_s 下 (a) 净电荷密度 ρ 和 (b) 热发射电子密度 N_s 分布

Fig. 6. Distribution of (a) net charge density ρ and (b) thermionic emission electron density N_s in the full region at different target temperatures.

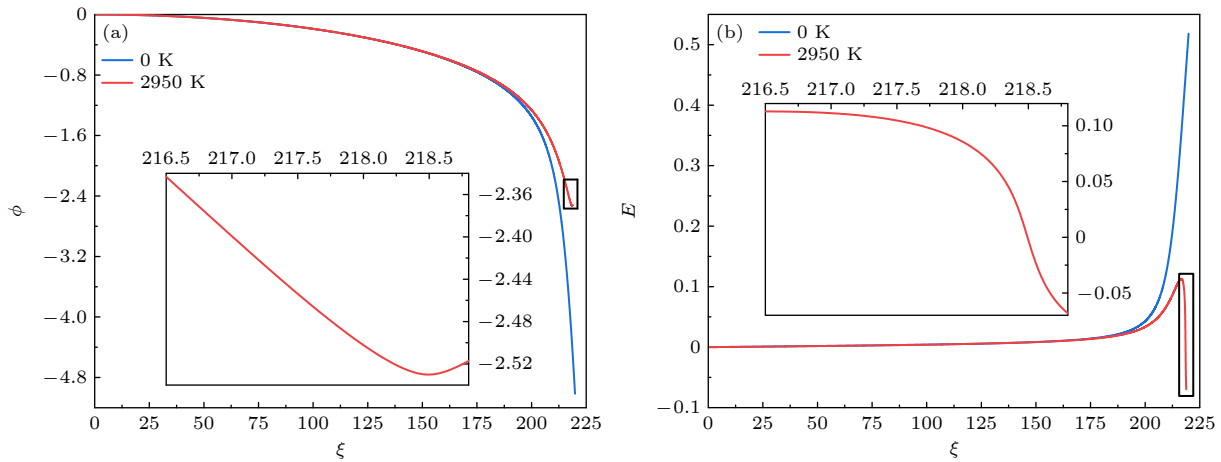


图 7 靶板温度 $T_s = 2950$ K 时, 磁化鞘层 (a) 电势 ϕ 和 (b) 电场 E 分布

Fig. 7. When target temperature $T_s = 2950$ K, distribution of (a) electric potential ϕ and (b) electric field E in the magnetized sheath.

图 7 为鞘层电势和电场分布, 黑色框线内是电子鞘 ($\rho < 0$). 当靶板温度 T_s 继续升高至 2950 K 时, 电势 ϕ 先减小然后在靶板附近又逐渐增大, 电势最低点不再位于靶板表面而出现在靶板前的电子鞘内, 该电势最低点通常称为“虚拟阴极”, 此处电场强度为零. 在“虚拟阴极”左边电场方向是指向靶板; 而右边电场方向远离靶板, 随着逐渐靠近靶板, 电场逐渐增大. 由靶板处发射的电子, 在电场作用下减速, 在“虚拟阴极”位置, 热发射电子速度减小到最小值, 而热发射电子的密度达到峰值, 净电荷密度达到最低值, 如图 8 所示. 由于虚拟阴极的存在, 离子在 x 方向上先由正向电场加速, 后在反向电场作用下减速, 相应的离子打向靶板表面的能量降低.

3.3 改变磁场角度 θ 对电子鞘中“虚拟阴极”的影响

靶板温度升高, 热电子发射增强, 会导致空间净电荷密度出现负值, 磁化鞘层被划分为 $\rho \geq 0$ 的离子鞘和 $\rho < 0$ 的电子鞘. 当靶板温度 T_s 增至 2950 K 时, 电子鞘中出现虚拟阴极. 下面讨论不同磁场角度 θ 对电子鞘及虚拟阴极的影响. 选定磁场强度 $B = 2.0$ T, 靶板温度 $T_s = 2950$ K 不变, 磁场角度 θ 范围 $55^\circ - 75^\circ$. 图 9 中位置坐标 ξ 使用不同磁场角度 θ 下的靶板位置 ξ_w 归一化, 可以看出, 不同磁场角度 θ 下, 电子鞘中电势 ϕ 非单调分布, 形成虚拟阴极. 在磁场的作用下, 磁场夹角 θ 越大, x 方向入射到鞘层的离子流减弱、离子密度降低, 磁化鞘层总

电势降增大, 虚拟阴极电势降低, 电子鞘在磁化鞘层中占比增加.

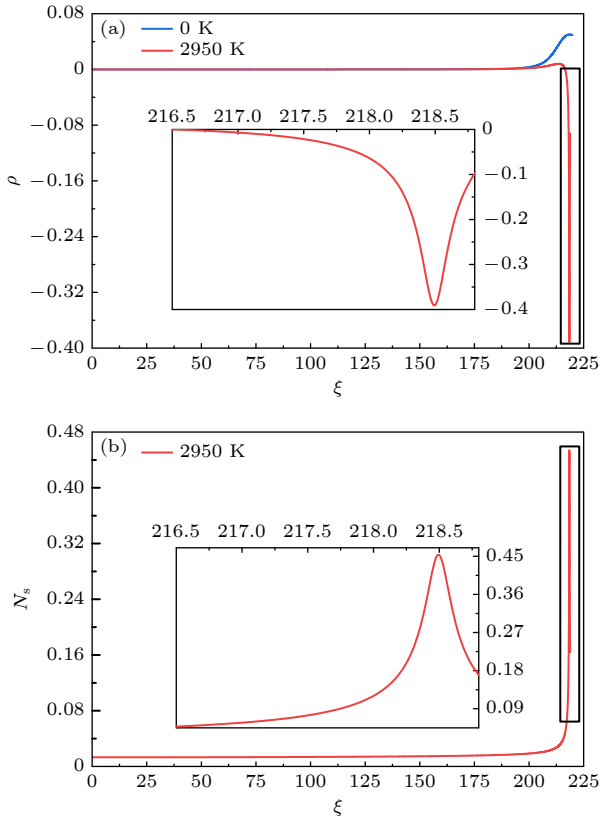


图 8 靶板温度 $T_s = 2950$ K 时, 磁化鞘层 (a) 净电荷密度 ρ 和 (b) 热发射电子密度 N_s 分布

Fig. 8. When target temperature $T_s = 2950$ K, distribution of (a) net charge density ρ and (b) thermionic emission electron density N_s in the magnetized sheath.

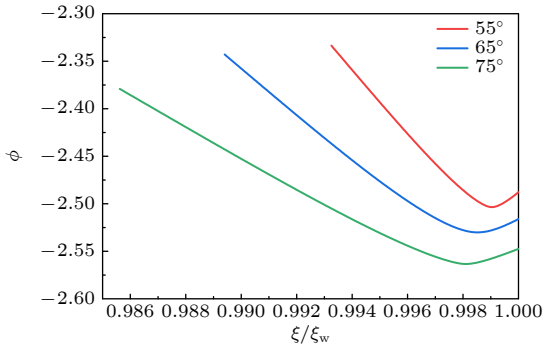


图 9 不同磁场角度 θ 下, 电子鞘中电势 ϕ 分布

Fig. 9. Distribution of electric potential ϕ in electron sheath at different magnetic field angles θ .

图 10 为磁场角度 $\theta = 80^\circ$ 时, 靶板温度从 2950 K 升高到 3100 K, 磁化鞘层电势 ϕ 和电场 E 的分布情况. 由图 10 可知, 随着靶板温度升高, 磁化鞘层总电势降减小, 电场强度减弱. 与图 9 相比, 靶板

温度 $T_s = 2950$ K 时, 图 10(a) 中磁化鞘层电势单调递减. 这是由于较大的磁场角度使得入射离子流减弱, 入射电子流随之降低, 使得磁化鞘层总电势降增加, 电场强度增强. 热发射电子离开靶板后在电场的加速下, 其密度降低, 尚未形成虚拟阴极, 但此时靶板附近已经存在电子鞘, 故图 10(b) 中电场先增强后减弱. 当靶板温度 T_s 增至 3100 K 时, 将图 10(a) 中靶板附近的电势分布适当放大, 如图 10(a) 所示, 在强热发射流的作用下, 大量热发射电子离开靶板, 靶板附近热发射电子密度增加, 磁化鞘层中形成虚拟阴极. 图 10(b) 中电场强度先增强后减弱, 越靠近靶板热发射电子密度越高, 导致电场强度减小到 0 后反向增强.

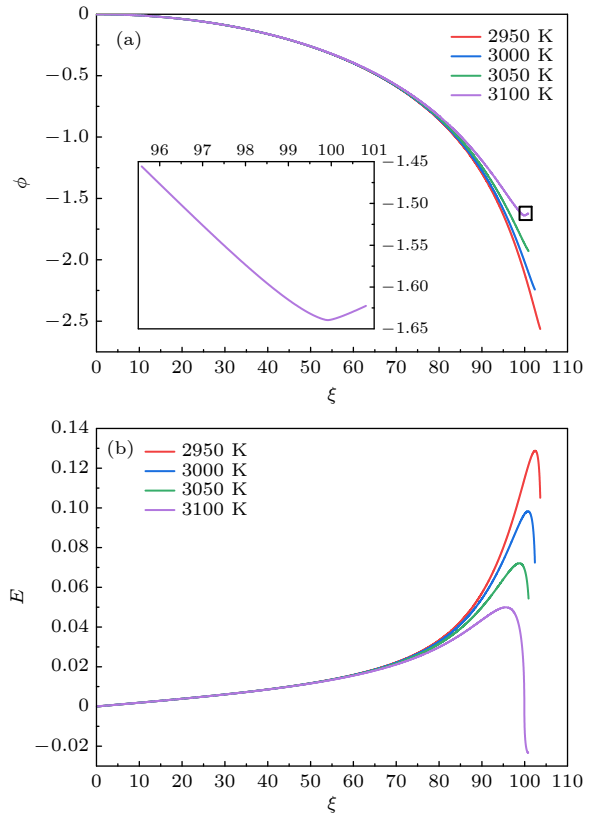


图 10 磁场角度 $\theta = 80^\circ$ 时, 不同靶板温度下磁化鞘层 (a) 电势 ϕ 和 (b) 电场 E 分布

Fig. 10. When the magnetic field angle $\theta = 80^\circ$, distribution of (a) electric potential ϕ and (b) electric field E in the magnetized sheath at different target temperatures.

4 结 论

本文建立起包含氢离子、电子、热发射电子的一维磁流体模型, 将磁预鞘和德拜鞘层作为整体, 定义为磁化鞘层. 给出了热电子发射流和倾斜磁场

共同作用下, 磁化鞘层中电势、电场、净电荷密度等物理量的分布. 通过对结果分析得到以下结论.

1) 随着靶板温度的升高, 热电子发射增强, 磁化鞘层电势降逐渐减小, 电场强度减弱, 入射到靶板上的离子能量也降低, 靶板附近出现净电荷密度 $\rho < 0$ 的电子鞘.

2) 靶板温度进一步升高时, 在电子鞘中, 电势出现“虚拟阴极”结构, 在虚拟阴极处热发射电子密度最高, 靶板附近出现反向电场, 限制热发射电子离开靶板进入鞘层.

3) 已经形成虚拟阴极, 在靶板温度不变的情况下, 磁场与靶板法线夹角 θ 越大, 磁化鞘层总电势降增大, 虚拟阴极电势越低, 电子鞘在磁化鞘层中占比增加, 形成虚拟阴极所需的靶板温度升高.

参考文献

- [1] Burkart W 2005 *Nucl. Fusion* **45** E01
- [2] Wagner F, Becker G, Behringer K, Campbell D, Eberhagen A, Engelhardt W, Fussmann G, Gehre O, Gernhardt J, Gierke G, Haas G, Huang M, Karger F, Keilhacker M, Klüber O, Kornherr M, Lackner K, Lisitano G, Lister G G, Mayer H M, Meisel D, Müller E R, Murmann H, Niedermeyer H, Poschenrieder W, Rapp H, Röhr H, Schneider F, Siller G, Speth E, Stäbler A, Steuer K H, Venus G, Vollmer O, Yü Z 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408
- [3] ASDEX team 1989 *Nucl. Fusion* **29** 1959
- [4] Hobbs G D, Wesson J A 1967 *Plasma Phys.* **9** 85
- [5] Takamura S, Ohno N, Ye M Y, Kuwabara T 2004 *Contrib. Plasma Phys.* **44** 126
- [6] Gyergyek T, Kovačić J 2013 *Contrib. Plasma Phys.* **53** 189
- [7] Tierno S P, Donoso J M, Domenech-Garret J L, Conde L 2016 *Phys. Plasmas* **23** 013503
- [8] Li S H, Li J Q 2021 *Vacuum* **192** 110496
- [9] Snipes J A, Hubbard A E, Garnier D T, Golovato S N, Granetz R S, Greenwald M, Hutchinson I H, Irby J, LaBombard B, Marmor E S, Niemczewski A, O'Shea P J, Porkolab M, Stek P, Takase Y, Terry J L, Watterson R, Wolfe S M 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 1127
- [10] Campbell D J, the JET team 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** A285
- [11] Maingi R, Bell M G, Bell R E, Bush C E, Fredrickson E D, Gates D A, Kaye S M, Kugel H W, LeBlanc B P, Menard J E, Mueller D, Sabbagh S A, Stutman D, Taylor G, Johnson D W, Kaita R, Maqueda R J, Ono M, Paoletti F, Paul S F, Peng Y K M, Roquemore A L, Skinner C H, Soukhanovskii V A, Synakowski E J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 035003
- [12] Burrell K H, Austin M E, Brennan D P, DeBoo J C, Doyle E J, Gohil P, Greenfield C M, Groebner R J, Lao L L, Luce T C, Makowski M A, McKee G R, Moyer R A, Osborne T H, Porkolab M, Rhodes T L, Rost J C, Schaffer M J, Stallard B W, Strait E J, Wade M R, Wang G, Watkins J G, West W P, Zeng L 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** A253
- [13] Duan X R, Dong J Q, Yan L W, Ding X T, Yang Q W, Rao J, Liu D Q, Xuan W M, Chen L Y, Li X D, Lei G J, Cao J Y, Cao Z, Song X M, Huang Y, Liu Y, Mao W C, Wang Q M, Cui Z Y, Ji X Q, Li B, Li G S, Li H J, Luo C W, Wang Y Q, Yao L H, Yao L Y, Zhang J H, Zhou J, Zhou Y, Liu Y, HL-2 A team 2010 *Nucl. Fusion* **50** 095011
- [14] Komm M, Ratynskaia S, Tolias P, Cavalier J, Dejarnac R, Gunn J P, Podolnik A 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 094002
- [15] Zou X, Liu H P, Gu X E 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5111 (in Chinese) [邹秀, 刘惠平, 谷秀娥 2008 物理学报 **57** 5111]
- [16] Zou X, Ji Y K, Zou B Y 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 1902 (in Chinese) [邹秀, 籍延坤, 邹滨雁 2010 物理学报 **59** 1902]
- [17] Qiu M H, Liu H P, Zou X 2012 *Acta. Phys. Sin.* **61** 155204 (in Chinese) [邱明辉, 刘惠平, 邹秀 2012 物理学报 **61** 155204]
- [18] Gyergyek T, Kovačić J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093511
- [19] Sharma G, Adhikari S, Moulick R, Kausik S S, Saikia B K 2020 *Phys. Scr.* **95** 035605
- [20] Chen L, Sun S J, Jiang B R, Duan P, An Y H, Yang Y H 2021 *Acta. Phys. Sin.* **70** 245201 (in Chinese) [陈龙, 孙少娟, 姜博瑞, 段萍, 安宇豪, 杨叶慧 2021 物理学报 **70** 245201]
- [21] Liu J Y, Wang F, Sun J Z 2011 *Phys. Plasmas* **18** 013506
- [22] Herring C, Nichols M H 1949 *Rev. Mod. Phys.* **21** 185
- [23] Zhao X Y, Liu J Y, Duan P, Li S G 2012 *Chin. J. Vacuum Sci. Technol.* **32** 279 (in Chinese) [赵晓云, 刘金远, 段萍, 李世刚 2012 真空科学与技术学报 **32** 279]
- [24] Michaelson H B 1977 *J. Appl. Phys.* **48** 4729
- [25] Sternberg N, Poggie J 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2217
- [26] Bohdansky J 1983 *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.* **2** 587
- [27] Hu W P, Sang C F, Sun Z Y, Wang D Z 2016 *Fusion Eng. Des.* **109** 330

Simulation of effect of thermionic emission on magnetized sheath near target plate of tungsten divertor^{*}

Li Han-Xi Wang De-Zhen[†]

(*School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 24 February 2023; revised manuscript received 15 May 2023)

Abstract

The high confinement mode (H-mode) is a preferred operation mode of tokamak devices in the future, but the burst of edge localized mode (ELM) will sharply increase the heat load deposited on the divertor target, raising the target temperature rapidly and strengthening surface thermionic emission. In this paper, a one-dimensional fluid model is used to simulate the influence of thermionic emission on the characteristics of the magnetized sheath. The results show that the amplitude of float potential and the electric field strength both decrease under the action of thermionic emission. Plenty of thermionic emission electrons leave the target, resulting in a region with negative charge density near the target plate, and the magnetized sheath is divided into two parts: ion sheath and electron sheath. In the electron sheath, with the rise of the target surface temperature, electrons accumulated in front of the target also increase, the potential distribution is non-monotonic, and a “virtual cathode” structure appears. The reverse electric field formed near the target will confine the thermionic emission electrons leaving the target and slow down the ion movement, leading to a decrease of the ion energy deposited on the target. With the increase of the angle between the magnetic field and the target normal, the potential of the magnetized sheath and the proportion of the thickness of the electron sheath in the magnetized sheath both increase. The virtual cathode potential decreases, the temperature of the target required to form the virtual cathode rises.

Keywords: magnetized sheath, thermionic emission, virtual cathode

PACS: 94.30.cj, 79.40.+z, 52.25.Xz

DOI: [10.7498/aps.72.20230276](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230276)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12235002).

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

热电子发射对钨偏滤器靶板附近磁化鞘层影响的模拟研究

李涵汐 王德真

Simulation of effect of thermionic emission on magnetized sheath near target plate of tungsten divertor

Li Han-Xi Wang De-Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 159401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230276

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230276>

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

电子非麦氏分布的二次电子发射磁化鞘层特性

Characteristics of non-Maxwellian magnetized sheath with secondary electron emission

物理学报. 2021, 70(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211061>

多功能多元稀土六硼化物 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{B}_6$ 光吸收及热电子发射机理

Optical absorption and thermionic emission mechanism of multi-functional $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{B}_6$ hexaborides

物理学报. 2021, 70(21): 214204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211069>

钡钨阴极优化与热电子发射性能

Improvement of barium tungsten cathode and investigation of thermionic emission performance

物理学报. 2022, 71(4): 047901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211684>

Pt/Au/n-InGaN肖特基接触的电流输运机理

Current transport mechanism of Schottky contact of Pt/Au/n-InGaN

物理学报. 2018, 67(21): 217802 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181191>

$[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}$ (4e)电子化合物的直接合成及热发射性能

Direct synthesis of $[\text{Ca}_{24}\text{Al}_{28}\text{O}_{64}]^{4+}$ (4e) electride and its thermionic emission performance

物理学报. 2019, 68(20): 206801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190070>

电子的非广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射的影响

Effects of q -nonextensive distribution of electrons on secondary electron emission in plasma sheath

物理学报. 2019, 68(18): 185204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225>