



电子非麦氏分布的二次电子发射磁化鞘层特性

陈龙 孙少娟 姜博瑞 段萍 安宇豪 杨叶慧

Characteristics of non-Maxwellian magnetized sheath with secondary electron emission

Chen Long Sun Shao-Juan Jiang Bo-Rui Duan Ping An Yu-Hao Yang Ye-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 245201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20211061

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211061>

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*

陈龙 孙少娟 姜博瑞 段萍† 安宇豪 杨叶慧

(大连海事大学理学院, 大连 116026)

(2021年6月3日收到; 2021年7月21日收到修改稿)

采用空间一维速度三维的磁流体模型研究了电子的非麦克斯韦分布对具有二次电子发射的磁化等离子体鞘层特性的影响. 假设鞘层中电子速度服从非广延分布, 离子在具有一定倾斜角度的磁场中被磁化. 通过建立自治的磁流体方程, 研究了电子非广延分布参数 q 及磁场强度和角度对等离子体鞘层玻姆判据、壁面悬浮电势、鞘边二次电子数密度、鞘层厚度、离子速度等的影响. 研究表明, 当电子速度分布偏离麦克斯韦分布时, 非广延参数 q 值越大, 玻姆判据的值越小, 壁面电势越高, 鞘边二次电子数密度增大, 鞘层厚度减小, 鞘层区域离子、电子数密度下降加快, 且壁面附近离子数密度较高, 离子 3 个方向的速度均降低. 此外, 随着磁场强度增大, 鞘层厚度减小, 鞘层区域离子、电子数密度下降加快; 磁场角度越大, 参数 q 值对壁面电势、鞘层厚度的影响程度越显著, 在超广延、亚广延分布情况下壁面附近离子 x 方向速度随磁场角度变化呈相反趋势.

关键词: 非广延分布, 二次电子发射, 磁化鞘层, 玻姆判据**PACS:** 52.25.Xz, 52.40.Hf, 52.40.Kh, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.70.20211061

1 引言

鞘层是等离子体物理中重要的概念, 在各种等离子体放电过程中, 等离子体与固体边界材料或电极相接触的位置均会形成鞘层结构, 由于离子质量远大于电子质量, 则电子的响应速度远高于离子的响应速度, 悬浮壁面会积累负电荷, 鞘层内部电势相对于等离子体为负值, 电势降所形成的电场会加速离子向壁面移动, 并减弱流向壁面的电子流. 为了屏蔽负电荷对等离子体的影响, 壁面附近大约德拜长度量级范围内会形成一层薄的正向空间电荷层^[1,2]. 作为等离子体与壁面间呈非电中性的过渡区域, 众多物理和化学过程都与鞘层密切相关, 鞘层特性的研究对于理解等离子体与表面之间的相互作用是必不可少的, 对薄膜沉积、材料表面改性、等离子体刻蚀、溅射、微电子工业、航天器推

进^[3-5]等各行业都至关重要.

近年来, 学者们对等离子体鞘层进行了大量相关研究工作^[6-10]. 其中很多理论文献的模拟研究中, 均假设电子速度服从典型的麦克斯韦分布, 这种假设仅对宏观遍历系统有效, 不适用于描述长程相互作用、纯电子及处于非热力学平衡状态的等离子体等系统^[11-14]. 各种实验室及卫星测量结果显示, 等离子体鞘层中电子速度分布出现高能尾部截断的情况, 明显偏离麦克斯韦分布^[15,16]. 针对这种系统, Tsallis^[17]于1988年引入一种新的统计方法, 将熵的概念推广到非广延下的广义熵, 其熵 S_q 可表示为

$$S_q = k_B \frac{1 - \sum_{i=1}^N p_i^q}{q-1}, \quad (1)$$

其中, q 是表征热力学系统的非广延程度, k_B 是玻尔兹曼常数, N 是所有微状态的总数, p_i 代表第 i 个微状态的概率. 当参数 $q = 1$ 时, 非广延分布退

* 国家自然科学基金 (批准号: 11975062, 11605021, 11975088) 和中国博士后科学基金 (2017M621120) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: duanping@dlmu.edu.cn

回为经典的麦克斯韦分布, $q < 1$ 和 $q > 1$ 分别对应于超广延和亚广延分布. 如今, 非广延分布已成功应用于等离子体物理学中, 例如, 等离子体不稳定性、尘埃离子声波、无碰撞热等离子体以及等离子体鞘层. 在等离子体鞘层方面, 针对具有不同物理条件的鞘层特性已经进行了大量的研究 [18–31]. Safa 等 [23] 利用赛格捷夫势方法, 修正了具有非广延电子的磁化鞘层玻姆准则, 表明随着参数 q 的减小, 悬浮电位更低, 当 q 趋于 1 时, 与电子为麦克斯韦速度分布函数时得出的结果一致. Basnet 和 Khanal [24] 研究了存在低温和高温两种电子情况下磁化等离子体鞘层的特性, 结果表明: 非广延参数 q 、初始电子数密度比和电子温度比均对鞘层电势、带电粒子密度、德拜长度等物理参量有明显影响, 且低温电子数密度在鞘边降低, 高温电子数密度随着初始电子数密度比的增大而增大. Zou 等 [25] 建立了具有非广延电子分布的负电磁化等离子体鞘层模型, 结果表明: 超广延和亚广延电子分布的鞘层结构与广延电子分布明显不同, 且磁场大小和角度对鞘层结构具有显著影响. Dhawan 等 [26] 考虑电离现象, 研究了具有双温电子和热离子的碰撞等离子体鞘层结构, 讨论了不同的电离速率、碰撞参数和离子温度对鞘层特性的影响, 并将具有非广延分布、玻尔兹曼分布的双温电子系统和只具有非广延分布的单温电子系统进行了比较分析. Basnet 等 [27] 在模型中考虑了电离源项和离子碰撞, 拓展了电负性磁化等离子体鞘层的玻姆条件, 数值分析了离子中性碰撞和磁场倾斜度对鞘层电势分布、净电荷密度等的影响, 并系统地比较了有和无离子源项的等离子体鞘层特性.

等离子体中的高能电子撞击壁表面会发射二次电子, 在鞘层电场作用下二次电子会向鞘层空间运动, 导致鞘层物理结构改变, 从而影响等离子体鞘层的特性. 赵晓云等 [28] 研究了电子的非广延分布对鞘层二次电子发射效应的影响, 结果表明: 非广延参数对玻姆判据、器壁电势、二次电子数密度分布等影响显著; Ghani 等 [29] 研究了尘埃颗粒发射二次电子的等离子体磁化鞘层结构, 结果表明: 超广延电子分布对尘埃二次电子发射有显著影响, 对于较小的 q 值, 二次电子通量增大, 且二次电子发射导致绝对静电势增大, 而电子数密度降低, 鞘层厚度变窄.

以上研究中的流体模型多数采用了固定玻姆

判据值或壁面电势值的简化模型, 而在具有二次电子发射的磁化鞘层中, 玻姆判据和壁面悬浮电势值与非广延参数 q 、磁场角度及二次电子发射系数等密切相关, 因此需建立自洽的流体模型计算这些值. 本文结合电子非广延分布, 建立了自洽的二次电子发射磁鞘模型, 研究了电子非广延分布情况下参数 q 及磁场大小和倾斜角度对壁面电势、玻姆判据、鞘边二次电子数密度、鞘层厚度等鞘层特性的影响.

2 物理模型和基本方程

首先, 建立磁化等离子体鞘层模型, 如图 1 所示. 鞘层区域位于 $x = 0$ (等离子体和鞘层分界面) 和 $x = x_w$ (壁面) 之间. 考虑壁面绝缘, 且假设壁在 y 和 z 方向上无限长, 则可将鞘层物理量分布简化为一维空间模型; 因存在倾斜的磁场, 则被磁化的离子在速度空间上是三维的. 外加的恒定磁场位于 x - z 平面内, 磁场与 x 轴之间的角度为 θ , 则磁场 \mathbf{B} 可以写为: $\mathbf{B} = B(\cos\theta\mathbf{e}_x + \sin\theta\mathbf{e}_z)$, 其中, B 是磁场强度. 等离子体磁鞘中包含离子、电子以及因高能电子撞击壁面产生的二次电子.

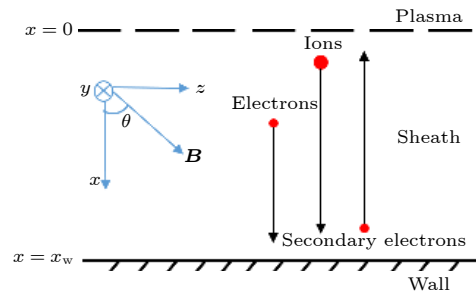


图 1 等离子体磁鞘示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the magnetized plasma sheath.

对于稳态鞘层, 考虑等离子体无碰撞, 离子是冷的且被磁化. 鞘层中离子满足连续性方程和动量守恒方程:

$$\frac{\partial(n_i v_{ix})}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$m_i v_{ix} \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial x} = -e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{e}_x + e[\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}], \quad (3)$$

式中, n_i , \mathbf{v}_i 和 m_i 分别表示离子的数密度、三维速度矢量和质量; φ 表示静电势.

根据 Tsallis 统计理论, 假设鞘层中电子服从非广延分布, 一维情况下电子的速度分布函数可表

示为^[32,33]

$$f_e(x, v_e) = C_q \left\{ 1 - (q-1) \left[\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e} - \frac{e\varphi(x)}{k_B T_e} \right] \right\}^{\frac{1}{q-1}}, \quad (4)$$

其中, C_q 是归一化无量纲常数, 形式为

$$C_q = \begin{cases} n_{e0} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{1}{2}\right)} \left[\frac{m_e(1-q)}{2\pi k_B T_e} \right]^{\frac{1}{2}}, & -1 < q < 1, \\ n_{e0} \frac{q+1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \left[\frac{m_e(q-1)}{2\pi k_B T_e} \right]^{\frac{1}{2}}, & q > 1, \end{cases} \quad (5)$$

式中, m_e , v_e 和 T_e 分别表示电子的质量、速度和温度; Γ 表示标准的伽马函数; n_{e0} 表示鞘层边界处的电子数密度. 其中, 当 $q < -1$ 时, 非广延分布函数不可归一化; 当 $q = 1$ 时, 方程 (4) 简化为常见的麦克斯韦-玻尔兹曼分布函数; 此外, 当 $q > 1$ 时, 分布函数中的速度出现截断, 其可表示为^[23,34]

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e(q-1)} - \frac{2e\varphi}{m_e}}. \quad (6)$$

根据电子非广延速度分布函数, 在速度空间上进行积分, 得到电子密度玻尔兹曼分布函数为^[35,36]

$$n_e = n_{e0} \left[1 + (q-1) \frac{e\varphi}{k_B T_e} \right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}. \quad (7)$$

由高能电子撞击壁面产生的二次电子, 离开壁面要克服壁面材料表面的束缚能, 则可看作流体处理. 鞘层中运动的二次电子满足以下方程:

$$\frac{\partial(n_s v_s)}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

$$m_s v_s \frac{\partial v_s}{\partial x} = -\frac{k_B T_s}{n_s} \frac{\partial n_s}{\partial x} + e \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (9)$$

式中, n_s , m_s 和 T_s 分别表示二次电子的数密度、质量和温度; v_s 表示二次电子沿 x 方向运动的速度.

鞘层区域电势满足泊松方程:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e - n_s). \quad (10)$$

在壁面处, 二次电子流满足:

$$j_s = \gamma j_e, \quad (11)$$

式中, j_s , j_e 和 γ 分别表示从壁面发射出的二次电子

通量、壁面接收的电子通量和二次电子发射系数, 且 γ 的取值与壁面材料种类和带电粒子温度有关, 本文 γ 的取值范围为 0.01—0.8. 当等离子体鞘层达到稳定后, 壁面处电流为零, 即满足:

$$j_i + j_s = j_e, \quad (12)$$

式中,

$$j_i = n_i v_{ix}, \quad (13)$$

$$j_s = -n_s v_s, \quad (14)$$

$$j_e = \frac{C_q}{q} \left[1 + (q-1) \frac{e\varphi_w}{k_B T_e} \right]^{\frac{q}{q-1}}, \quad (15)$$

其中, φ_w 表示壁面 $x = x_w$ 处的悬浮电势. 在鞘层边界 $x = 0$ 处, 根据等离子体电中性条件, 则带电粒子数密度满足: $n_{i0} = n_{s0} + n_{e0}$.

因描述鞘层区域各个参量的数量级差别较大, 为了便于分析, 引入下列无量纲化参量: $\Phi = e\varphi/(k_B T_e)$, $\xi = x/\lambda_D$, $\mathbf{u}_\alpha = \mathbf{v}_\alpha/c_{is}$, $N_\alpha = n_\alpha/n_{i0}$ ($\alpha = i, e, s$), $\delta = n_{s0}/n_{i0}$, $t_s = T_s/T_e$, $m_{is} = m_i/m_s$, 这里 $\lambda_D = [\varepsilon_0 k_B T_e / (n_{e0} e^2)]^{1/2}$ 是电子德拜长度, $c_{is} = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ 是离子声速. 使用以上无量纲化参量, 由 (2) 式、(3) 式和 (6)—(9) 式可以得到

$$N_e = (1 - \delta) [1 + (q-1)\Phi]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}, \quad (16)$$

$$N_i = \frac{M_i}{u_{ix}}, \quad (17)$$

$$N_s = \delta \frac{u_{s0}}{u_s}, \quad (18)$$

$$u_{ix} \frac{\partial u_{ix}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \beta u_{iy} \sin\theta, \quad (19)$$

$$u_{ix} \frac{\partial u_{iy}}{\partial \xi} = \beta (u_{iz} \cos\theta - u_{ix} \sin\theta), \quad (20)$$

$$u_{ix} \frac{\partial u_{iz}}{\partial \xi} = -\beta u_{iy} \cos\theta, \quad (21)$$

$$\frac{u_s}{m_{is}} \frac{\partial u_s}{\partial \xi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} - \frac{t_s}{N_s} \frac{\partial N_s}{\partial \xi}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = \frac{1}{1 - \delta} (N_e + N_s - N_i), \quad (23)$$

式中, $M_i = v_{ix0}/c_{is}$ 表示离子在鞘边处 x 方向速度, $\beta = w_{ic}/w_{pc}$ 表示离子的回旋频率与离子等离子体频率之比, $w_{ic} = eB/m_i$, $w_{pc} = [n_{i0} e^2 / (\varepsilon_0 m_i)]^{1/2}$.

方程 (11) 和方程 (12) 无量纲化后分别为

$$\gamma = \frac{q\delta u_{s0} \sqrt{m_e/m_i}}{A_q (\delta - 1) [1 + (q - 1) \Phi_w]^{q-1}}, \quad (24)$$

$$u_{s0} = \frac{\gamma}{\delta(\gamma - 1)} M_i, \quad (25)$$

式中, $A_q = C_q (k_B T_e / m_e)^{1/2} / n_{e0}$.

引入赛格捷夫势, 有

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} \equiv -\frac{dV(\Phi)}{d\Phi}, \quad (26)$$

式中 $V(\Phi)$ 表示赛格捷夫势. 利用 $\Phi = 0$ 处 $V(\Phi) = 0$ 的条件, 对方程 (26) 积分求得函数 $V(\Phi)$. 塞格捷夫势满足的边界条件为

$$V(\Phi)|_{\Phi=0} = 0, \quad \partial V(\Phi) / \partial \Phi|_{\Phi=0} = 0$$

和 $\partial^2 V(\Phi) / \partial \Phi^2|_{\Phi=0} \leq 0$, 并结合方程 (23) 有

$$\left. \frac{\partial^2 V(\Phi)}{\partial \Phi^2} \right|_{\Phi=0} = \frac{1}{1 - \delta} \left(\frac{\partial N_i}{\partial \Phi} - \frac{\partial N_e}{\partial \Phi} - \frac{\partial N_s}{\partial \Phi} \right) \leq 0, \quad (27)$$

由 (27) 可得

$$\begin{aligned} & -\frac{(q+1)}{2} - \frac{\delta}{1-\delta} \frac{\beta u_{iy0} \sin \theta}{u_{s0}^2 / m_{is} - t_s} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} - 1 \\ & + \frac{1}{(1-\delta) M_i^2} \leq 0, \end{aligned} \quad (28)$$

式中, $\partial \Phi / \partial \xi = -E_0 \neq 0$, u_{s0} 是到达鞘层边界的二次电子速度. 考虑离子在等离子体鞘层区域的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移运动, 则离子在鞘边速度的 y 和 z 方向分量分别为 $u_{iy0} = -E_0 \sin \theta / \beta$ 和 $u_{iz0} = M_i \tan \theta$, 将其代入方程 (28) 中得到

$$M_i \geq \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{\frac{(q+1)}{2} + \frac{1}{\delta-1} \left(\frac{\delta m_{is}}{t_s m_{is} - u_{s0}^2} \right)}}. \quad (29)$$

这是电子非广延分布情况下具有二次电子发射的磁化等离子体鞘层的玻姆判据, 联立方程 (24), (25) 和 (29) 可知, 玻姆判据的值主要与非广延参数 q 、磁场角度 θ 、二次电子发射系数 γ 有关, 而与磁场大小无关; 同时, 公式也表明壁面电势受到玻姆判据值的影响, 则磁场大小的改变也几乎不会影响壁面电势的值. 对于 $\theta \rightarrow 0, t_s \rightarrow 0$ 时, 所得结果为无磁场情况下二次电子发射鞘层的玻姆判据, 与文献 [28] 中的结果一致; 对于 $\theta \rightarrow 0, \gamma \rightarrow 0$ 时, 可得到 $M_i \geq \sqrt{2/(q+1)}$, 与文献 [35] 中的结果相一致; 对于 $\theta \rightarrow 0, \gamma \rightarrow 0, q \rightarrow 1$, 可得到 $M_i \geq 1$, 这对

应为不考虑外加磁场及二次电子发射情况下, 电子为经典的麦克斯韦分布时的等离子体鞘层的玻姆判据 [37].

由二次电子能量守恒可得

$$u_{s0} = -\sqrt{u_{sw}^2 - 2m_{is}\Phi_w}, \quad (30)$$

式中, u_{sw} 和 Φ_w 分别为二次电子从壁面发射的初速度和归一化壁面电势. 方程 (24), (25), (29) 和 (30) 表示了鞘边离子玻姆速度 u_{ix0} 、壁面电势 Φ_w 和鞘边二次电子数密度 δ 之间的关系. 联立方程计算可得到自洽的磁鞘玻姆判据、壁面电势和鞘边二次电子数密度随非广延参数 q 的变化趋势.

3 数值模拟结果与讨论

3.1 鞘层玻姆判据

图 2 描述了不同非广延参数 q 下的电子速度分布及参数 q 对电子数密度的影响. 图 2(a) 所示为不同非广延参数 q 下的电子速度分布函数对比 (假设电势 $\varphi = 0$). 从图 2(a) 可以看出, 以 $q = 1$ (麦克斯韦分布) 为分界处, 当 $q > 1$ (亚广延分布) 时, 电子分布函数整体变窄, 峰值增大, 低速电子比例增大, 存在高能尾部截断, 且 q 值越大, 截断速度越小; 相反, 当 $q < 1$ (超广延分布) 时, 电子分布函数整体变宽并且峰值减小. 这表明在较大的 q 值下, 等离子体中低速运动的电子分布占比较大, 则系统中高能电子的数量相对较少; 在较小的 q 值下, 等离子体中高速运动的电子占比较大, 系统中高能电子的数量较多, 这些高能电子更容易到达壁面, 增加悬浮壁面处电子通量, 壁面电势将会降低. 图 2(b) 所示为不同非广延参数 q 下电子数密度随电势的变化. 该图表明, 在同一鞘层电势下, 超广延分布下的电子数密度高于麦克斯韦分布下的电子数密度, 而亚广延分布下的电子数密度低于麦克斯韦分布下的电子数密度.

图 3 所示为不同二次电子发射系数及磁场角度下玻姆判据随非广延参数 q 的变化. 从图 3(a) 和图 3(b) 可以看出, 当二次电子发射系数及磁场角度一定时, 非广延参数 q 值越小, 玻姆判据的值越大, 由图 2(a) 可知 q 值越小时, 系统中高速运动的电子数量越多, 鞘层中电子的平均速度相对较快, 流向壁的电子通量增大, 为了维持鞘层的稳定性, 则壁面处离子通量也随之增大, 根据离子的连

续性方程可知, 进入鞘层边界的离子速度较大, 即玻姆判据增加. 此外, 修正的玻姆判据中表明其值与磁场强度无关, 仅与磁场角度紧密联系, 且随着外加磁场角度的增大, 玻姆判据的值降低, 而当磁场角度不同时, 玻姆判据的值随非广延参数 q 值的变化趋势基本一致. 二次电子发射系数对玻姆判据也有一定的影响, 但是由于鞘层中二次电子数密

度 δ 在 10^{-3} 数量级, 对于玻姆判据的影响也较小.

3.2 壁面悬浮电势

图 4 所示为壁面电势随非广延参数 q 的变化. 由图 4 可知, 壁面电势随着 q 值的增大而增大, q 值越小, 鞘层中高能电子的数量越多, 到达壁面的电子数越多, 积累更多的负电荷, 使得壁面电势更

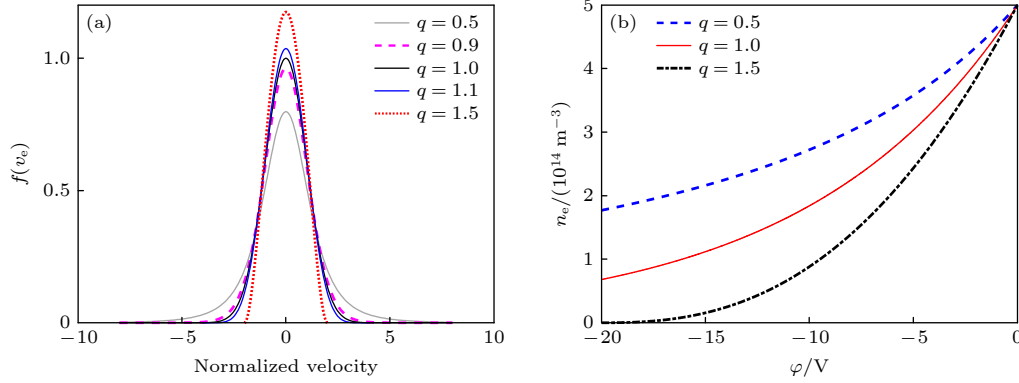


图 2 不同非广延参数 q 下的电子速度分布及其对电子数密度的影响 (a) 电子速度非广延分布; (b) 电子数密度分布

Fig. 2. Electron velocity distribution and its influence on electron number density under different non-extensive parameter q : (a) Normalized velocity non-extensive distribution of electron; (b) electron number density distribution.

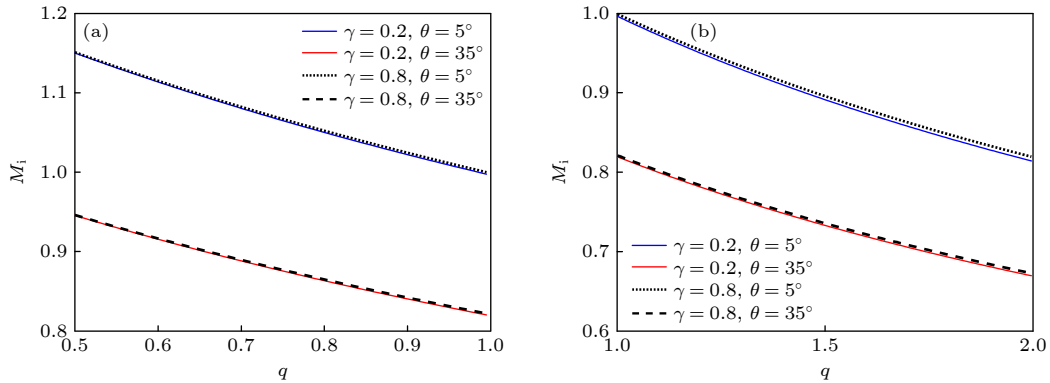


图 3 玻姆判据随非广延参数 q 的变化 (a) $q < 1$; (b) $q > 1$

Fig. 3. Bohm criterion versus non-extensive parameter q : (a) $q < 1$; (b) $q > 1$.

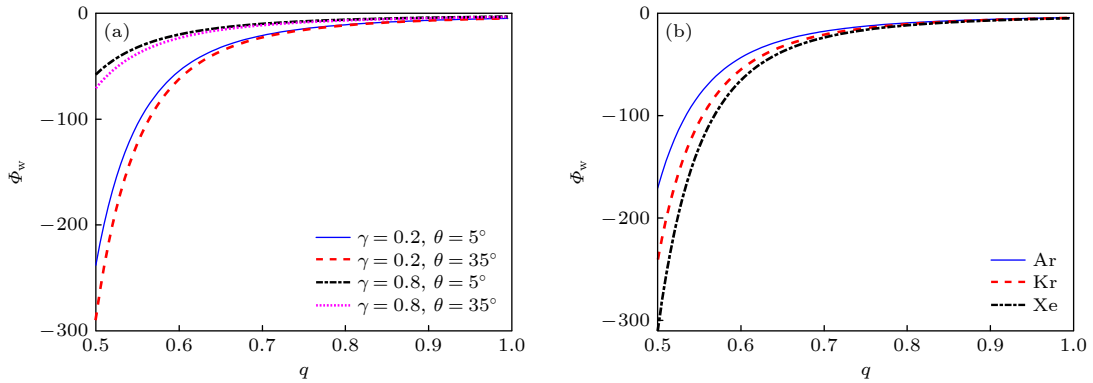


图 4 壁面电势随非广延参数 q 的变化 (a) 不同 γ, θ 对 Φ_w 的影响; (b) 不同等离子体种类对 Φ_w 的影响

Fig. 4. Wall potential versus non-extensive parameter q : (a) The Φ_w for different values of γ, θ ; (b) the Φ_w for different kinds of plasma.

低. 从图 4(a) 可以看出, 二次电子发射系数越小, 壁面电势越低, 且非广延参数 q 值对壁面电势的影响程度越大. 此外, 壁面电势受到玻姆判据值的影响, 则磁场强度同样对壁面电势无影响, 仅与磁场角度有关. 当磁场大小一定, 随磁场与壁面法向夹角增大, 离子 x 方向受到的洛伦兹力随之增大, 因回旋运动离子被束缚更难到达壁面, 从而运动到达壁面的离子减少, 壁面上负电荷积累较多, 导致壁面电势更低. 图 4(b) 所示为等离子体放电气体种类对壁面电势的影响, 对于 Ar, Kr, Xe 三种等离子体, 质量数依次增大, 壁面电势依次降低. 相同条件下, 离子质量数越大, 鞘层电势差越大, 离子到达壁面处的能量越大. 同时, 离子质量数越大, 非广延参数 q 值对壁面电势的影响程度越显著.

3.3 鞘边二次电子数密度

图 5 所示为非广延参数 q 值对到达鞘层边缘二次电子数密度的影响. 高能电子与壁面发生碰撞会产生二次电子, 在鞘层电场的作用下加速向鞘边运动, 即向等离子体中性区域移动. 由图 5 可知, 到达鞘边的二次电子数密度随着非广延参数 q 的增大而增大, 结合图 4(a), q 值越大, 壁面电势越高, 则壁面处电子数密度相对较高, 相同 γ 情况下, 会产生更多的二次电子, 则到达鞘边的二次电子数密度也会增加. 如图 5(a) 所示, 随着二次电子发射系数的增大, 壁面产生的二次电子数量越多, 则到达鞘边的二次电子数密度也越多, 非广延参数 q 对鞘边二次电子数密度的影响也越大. 在相同二次电

子发射系数情况下, 磁场角度通过影响鞘层中离子数密度分布, 进而影响到达鞘边的二次电子数密度, 且鞘边二次电子数密度随着磁场角度的增大而减小, 同时, 二次电子发射系数越大, 磁场角度的影响越强烈. 如图 5(b) 所示, 对于不同的放电气体, 鞘边二次电子数密度随非广延参数 q 的增大而增多. 由图 4(b) 可知, 离子质量数越大, 壁面电势越低, 同等条件到达壁面的电子通量越小, 则二次电子发射系数一定时, 产生二次电子的数量也较少, 则鞘边二次电子数密度随之降低. 对 Ar 等离子体, 鞘边二次电子数密度随非广延参数 q 的变化程度最显著.

3.4 磁化鞘层的物理结构

在以往的等离子体鞘层模拟中, 较多采用固定边界条件, 如壁面电势或玻姆速度采用固定值^[6,24–26,30,31], 而由 3.3 节可知, 在不同的非广延参数和磁场条件下, 壁面电势和玻姆速度会有显著的变化. 因此, 为了研究存在二次电子发射效应的磁鞘物理特性, 通过联立方程 (16)–(25), (29) 和 (30), 建立鞘层随空间演化的自洽模型, 使用四阶 Runge-Kutta 方法进行数值求解, 从而得到更准确的鞘层模拟结果. 考虑的鞘层边界条件为: $\Phi(\xi=0)=0$, $E_0=0.01$, $\mathbf{u}_i=(M_i, u_{iy0}, u_{iz0})$. 等离子体和鞘层边界之间存在 1 个预鞘层, 预鞘层中存在缓慢变化的电势, 因此在鞘边设定了 1 个较小的电场值. 本节主要采用 Ar 等离子体实验中常用的数据进行数值模拟, 则使用的物理参数为 $T_e=3\text{ eV}$, $m_i=40\text{ amu}$, $n_0=5\times 10^{14}\text{ m}^{-3}$.

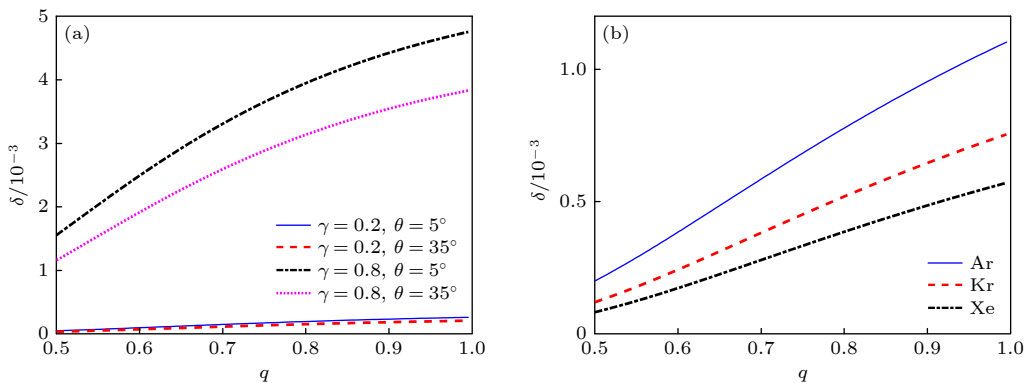


图 5 鞘边二次电子数密度随非广延参数 q 的变化 (a) 不同 γ, θ 下鞘边二次电子数密度分布; (b) 不同等离子体种类下鞘边二次电子数密度分布

Fig. 5. Normalized density of secondary electrons at the sheath edge versus non-extensive parameter q : (a) Density of secondary electrons at the sheath edge for different values of γ and θ ; (b) density of secondary electrons at the sheath edge for different kinds of plasma.

图 6 所示为不同参数 q 值下鞘层电势的空间分布. 由图 6 可知, 随着非广延参数 q 值增加, 鞘层电势下降梯度增大, 则 q 值越大的鞘层中电场值越大. 值得注意的是, 非广延电子速度分布不仅影响空间电势分布, 且影响了到达壁面的电子通量, 从而壁面电势并非恒定, 变化趋势与图 4 的结果相一致. 此外, 随着参数 q 值的减小, 高能电子的聚集会使壁面电势降低, 势垒增大, 为了隔离壁面电势与准中性等离子体, 鞘层厚度会延长 (如图中相应标出了不同参数 q 下的鞘层厚度), 因此鞘层厚度会随 q 值的减小而增大.

图 7 所示为磁场角度和非广延参数 q 值对鞘层厚度的影响等高图, 等高线值代表对应 q 和 θ 情况下的鞘层厚度. 从整体上可以看出, 随着磁场角度增加和非广延参数 q 的减小, 鞘层厚度值的梯

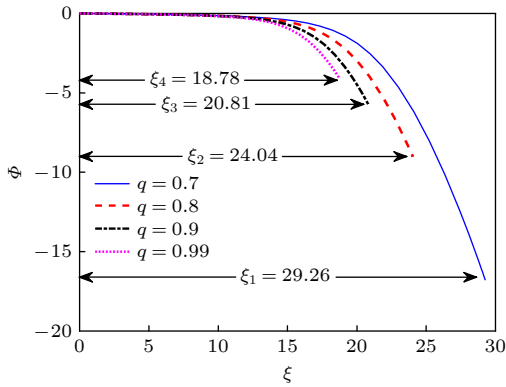


图 6 不同非广延参数 q 值下鞘层电势分布 ($B = 0.04$ T, $\theta = 20^\circ$, $\gamma = 0.5$)

Fig. 6. Sheath potential distribution with different values of q ($B = 0.04$ T, $\theta = 20^\circ$, $\gamma = 0.5$).

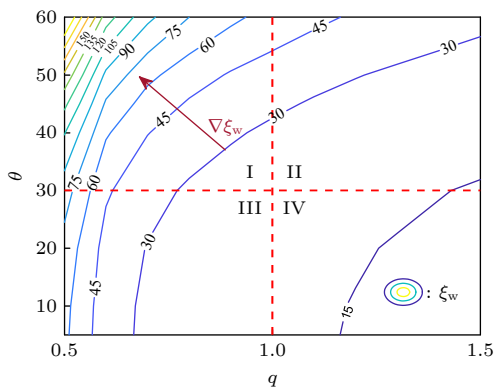


图 7 非广延参数 q 值及磁场角度对鞘层厚度的影响 ($B = 0.04$ T, $\gamma = 0.5$)

Fig. 7. Influence of non-extensive parameter q value and magnetic field angle on sheath thickness ($B = 0.04$ T, $\gamma = 0.5$).

度 (图中红色箭头所示方向) 呈快速上升趋势, 表明鞘层厚度快速增加, 且在磁场角度接近 60° 、 q 接近 0.5 时变化最快. 图中红色虚线将图分割为 4 个部分, 从图中 I, IV 区域可以看到, 当 $q < 1$, $\theta > 30^\circ$ 时, 鞘层厚度变化剧烈, 而在亚广延分布 ($q > 1$) 情况下, 鞘层角度变化较小, 且与角度相关性弱. 此外, 在超广延分布 ($q < 1$) 时, 小角度磁场下的鞘层厚度等高线与壁面接近垂直, 表明当磁场角度 $\theta < 20^\circ$ 的情况下, 磁场角度对鞘层厚度几乎没有影响.

图 8 所示为不同参数 q 值下鞘层区域粒子数密度分布的变化关系. 由图 8(a) 可知, 鞘层区域电子、离子数密度都呈现逐渐降低的趋势. 非广延参数 q 值越大, 电子数密度下降越快, 参数 q 的增大会使高速运动的电子数量相对较少, 则相对较少的电子具有足够的能量移动到壁面溢出; 离子数密度的下降也随参数 q 的增大而加快, 相同条件下, q 值越大, 壁面处离子数密度越高. 由图 8(b) 可知,

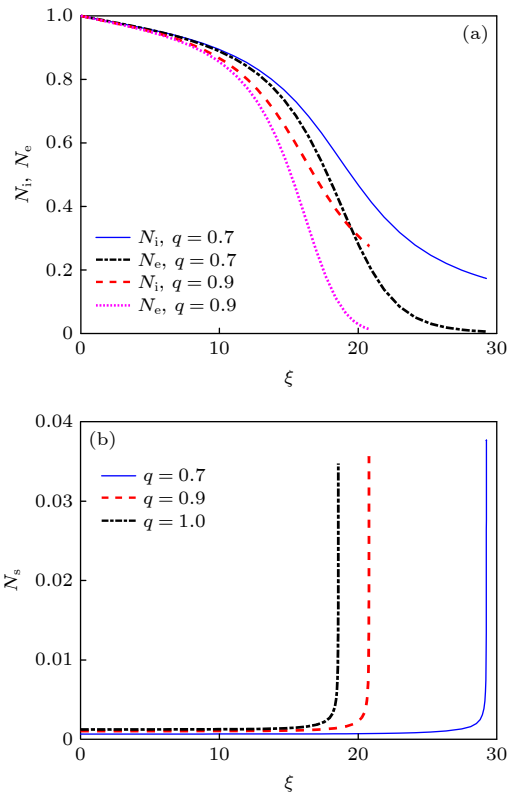


图 8 非广延参数 q 值对鞘层粒子数密度分布的影响 ($B = 0.04$ T, $\theta = 20^\circ$, $\gamma = 0.5$): (a) 离子、电子数密度分布; (b) 二次电子数密度分布

Fig. 8. Influence of the non-extensive parameter q on the particle number density distribution of the sheath ($B = 0.04$ T, $\theta = 20^\circ$, $\gamma = 0.5$): (a) Normalized density of ions and electrons distribution; (b) normalized density of secondary electrons distribution.

二次电子密度的分布也随着 q 值的改变而单调变化, q 值越大, 鞘层区域二次电子数密度越大, 而靠近壁面附近二次电子数密度随 q 从 0.7 变化到 1 过程中的量分别为 0.03766, 0.03563, 0.03471, 呈现减小的趋势. 模拟结果表明, 亚广延分布 ($q > 1$) 情况下鞘层粒子数密度分布变化趋势与超广延情况下类似.

图 9 所示为磁场对鞘层粒子数密度分布的影响. 由图 9(a) 可以看出, 随着磁场强度的增大, 鞘层区域离子和电子数密度分布的下降趋势都会加快; 由方程 (24) 可知, 磁场大小对鞘层壁面电势没

有影响, 因此不同磁场大小情况下鞘层电势分布接近, 磁场大小对鞘层厚度影响较弱. 图 9(b) 表示随着磁场角度的增大, 鞘层区域离子和电子数密度分布的下降趋势均减缓, 随着磁场角度增大, 离子在 x 方向上受到的磁场力分量变强, 磁化程度增加, 鞘层长度变长, 可见磁场与壁面平行方向的分量在对鞘层特性影响中起主导作用. 考虑二次电子发射效应时, 磁场的的影响与文献 [25] 所得结果类似.

图 10 所示为不同参数 q 值对鞘层区域中离子速度分量的影响. 根据鞘层电势满足的泊松方程可知, 净空间电荷密度会产生 1 个指向器壁的电场.

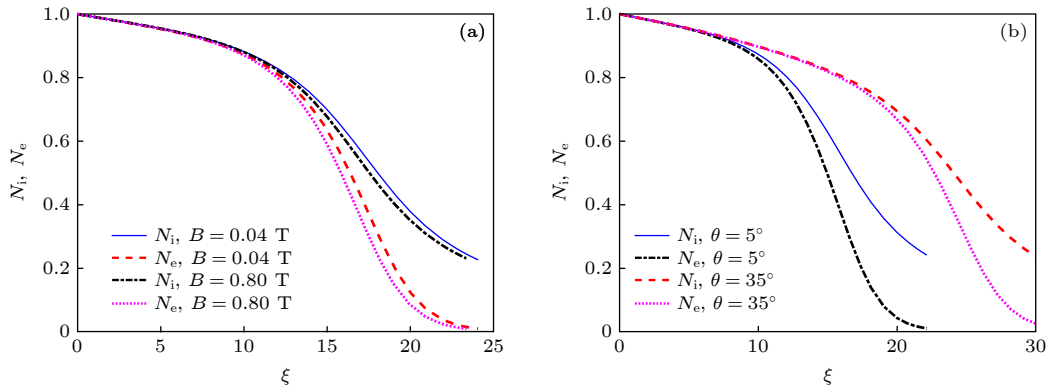


图 9 磁场对鞘层离子、电子数密度分布的影响 ($q = 0.8, \gamma = 0.5$) (a) 磁场大小的影响; (b) 磁场角度的影响

Fig. 9. Influence of magnetic field on the number density distribution of sheath ions and electrons ($q = 0.8, \gamma = 0.5$): (a) Variation of normalized particle density for different values of magnetic field strength; (b) variation of normalized particle density for different values of magnetic field angle.

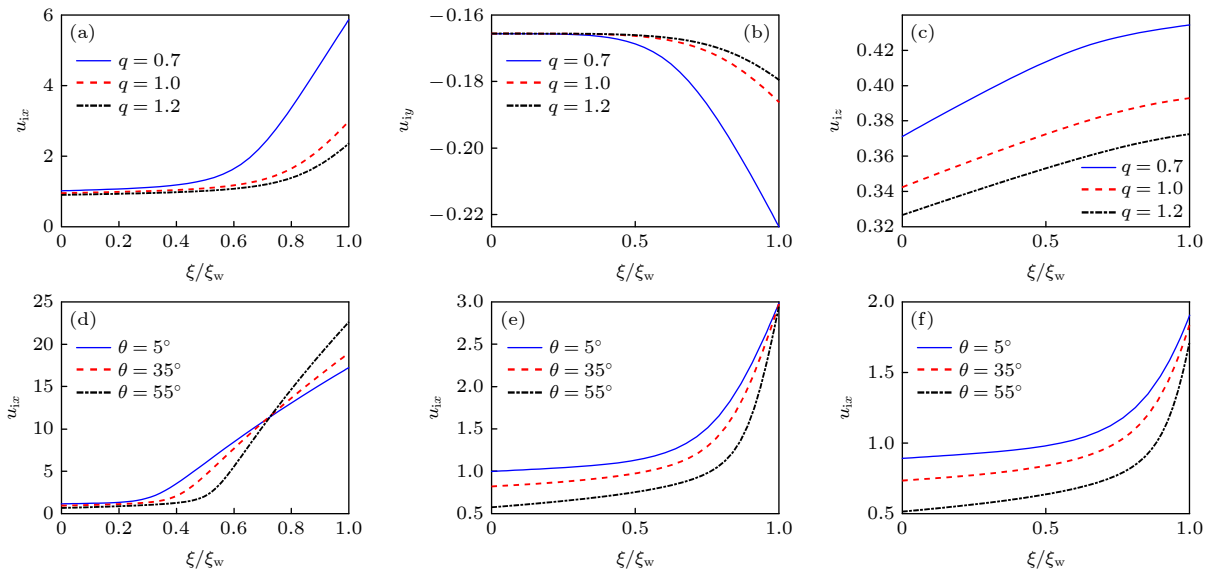


图 10 (a)—(c) 非广延参数 q 值和 (d)—(f) 磁场角度对离子速度的影响 ($B = 0.04 \text{ T}, \gamma = 0.5$) (a) x 方向速度 ($\theta = 20^\circ$); (b) y 方向速度 ($\theta = 20^\circ$); (c) z 方向速度 ($\theta = 20^\circ$); (d) x 方向速度, $q = 0.5$; (e) x 方向速度, $q = 1$; (f) x 方向速度, $q = 1.5$

Fig. 10. Influence of (a)–(c) non-extensive parameter q value and (d)–(f) magnetic field angle on ion velocity ($B = 0.04 \text{ T}, \gamma = 0.5$): (a) x -component ($\theta = 20^\circ$); (b) y -component ($\theta = 20^\circ$); (c) z -component ($\theta = 20^\circ$); (d) x -component, $q = 0.5$; (e) x -component, $q = 1$; (f) x -component, $q = 1.5$.

该电场与电势梯度有关, 导致正离子进入鞘层朝着壁面的移速增加. 从图 10(a)—(c) 可知, 随着参数 q 的增大, 正离子 x 方向的移动速度在鞘层区域降低, z 方向的速度分量减小, y 方向的速度分量大小也减小, 且参数 q 值越小, 各个方向的速度分量变化越大. 此外, 由图 10(d)—(f) 可知, 磁场角度增大, 离子因洛伦兹力的影响各个方向的速度也随之发生变化, 这里主要分析了 x 方向的速度分量变化: 离子 x 方向的速度分量随着磁场角度的增大而减小, 但在超广延分布 ($q < 1$) 的情况下, 壁面附近速度变化呈现相反的趋势, 磁场角度越大, 速度越大; 在接近于麦克斯韦分布 ($q \rightarrow 1$) 的情况下, 壁面附近速度不依赖于磁场角度的变化而基本趋于一致; 在亚广延分布 ($q > 1$) 的情况下, 壁面附近速度随磁场角度的增大而减小.

4 结 论

本文建立了电子服从非广延分布的磁化二次电子等离子体鞘层的 1D3V 磁流体模型, 以赛格捷夫势为依据理论推导得到修正的玻姆判据, 并联立壁面电势及鞘边二次电子数密度作为鞘边的边界条件, 得到自洽耦合的鞘层空间演化模型, 求得鞘层各物理量随非广延参数 q 变化的物理图像. 结果表明:

1) 随着非广延参数 q 值的增大, 低速运动电子数量越多, 则玻姆判据的值减小, 壁面电势增大, 鞘边二次电子数密度增多; 二次电子发射系数越大, 到达鞘边二次电子数密度增多, 壁面电势增大; 磁场角度越大, 玻姆判据的值越小, 壁面电势越低, 鞘边二次电子数密度越少, 而磁场强度对玻姆判据和壁面电势并无影响; 等离子体放电气体种类对壁面电势、鞘边二次电子数密度的值也有一定影响.

2) 电子为非广延分布时, 随着参数 q 值的减小, 高能电子聚集导致壁面电势降低, 鞘层区域电势也降低, 势垒增大, 鞘层厚度随之增大, 电子、离子数密度分布下降趋势变缓, 鞘层区域二次电子数密度减少, 而壁面附近二次电子数密度呈现增大的趋势, 离子速度的 3 个方向分量值均增大; 磁场强度和角度对离子、电子密度分布的影响与麦克斯韦分布时类似, 而磁场角度不同时, 非广延参数 q 对鞘层厚度影响程度不同, 离子 x 方向的速度分量在壁面附近有一个临界值, 且在超广延和亚广延分

布下壁面附近的离子速度随磁场角度改变呈现相反的变化趋势.

参考文献

- [1] Franklin R N 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 3186
- [2] Tskhakaya D D, Shukla P K, Eliasson B, Kuhn S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 103503
- [3] Shibata K, Ito H, Yugami N, Miyazaki T, Nishida Y 2001 *Thin Solid Films* **386** 291
- [4] Hatami M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023506
- [5] Aanesland A, Rafalskyi D, Bredin J, Grondein P, Oudini N, Chabert P, Levko D, Garrigues L, Hagelaar G 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 321
- [6] Adhikari S, Moullick R, Goswami K S 2017 *Phys. Plasmas* **224** 083501
- [7] Liu J Y, Zhang Q, Zou X, Wang Z X, Liu Y, Wang X G, Gong Y 2004 *Vacuum* **73** 687
- [8] Driouch I, Chatei H, Bojaddaini M E 2015 *Phys. Plasmas* **81** 905810104
- [9] Benlemdjaldi D, Tahraoui A, Hugon R, Bougdira J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043508
- [10] Wang Z X, Liu J Y, Zou X, Liu Y, Wang X G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 793 (in Chinese) [王正涵, 刘金远, 邹秀, 刘悦, 王晓刚 2004 物理学报 **53** 793]
- [11] Saslaw W C, Arp H 1986 *Phys. Today* **39** 61
- [12] Cáceres M O 1999 *Braz. J. Phys.* **29** 125
- [13] Tsallis C, Mendes R, Plastino A R 1998 *Physica A* **261** 534
- [14] Hatami M M, Tribeche M 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 868
- [15] Meige A, Boswell R W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 92104
- [16] Singh H, Graves D B 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 3889
- [17] Tsallis C 1988 *J. Stat. Phys.* **52** 479
- [18] Borgohain D R, Saharia K, Goswami K S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 122113
- [19] Driouch I, Chatei H 2017 *Eur. Phys. J. D.* **71** 1
- [20] Hatami M M, Tribeche M, Mamun A A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 094502
- [21] Hatami M M, Tribeche M, Mamun A A 2019 *Astrophysics Space Sci.* **364** 1
- [22] Zhao X Y, Zhang B K, Wang C X 2020 *Phys. Plasmas* **27** 113705
- [23] Safa N N, Ghomi H, Niknam A R 2014 *Phys. Plasmas* **21** 082111
- [24] Basnet S, Khanal R 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043516
- [25] Zou X, Liu H P, Zhu Y Z, Zang X N, Qiu M H 2020 *Plasmas Sci. Technol.* **22** 125001
- [26] Dhawan R, Kumar M, Malik H K 2020 *Phys. Plasmas* **27** 063515
- [27] Basnet S, Patel A, Khanal R 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 115011
- [28] Zhao X Y, Zhang B K, Wang C X, Tang Y J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 185204 (in Chinese) [赵晓云, 张丙开, 王春晓, 唐义甲 2019 物理学报 **68** 185204]
- [29] Ghani O E, Driouch I, Chatei H 2020 *Phys. Plasmas* **27** 083701
- [30] Zou X, Liu H P, Zhang X N, Qiu M H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 015201 (in Chinese) [邹秀, 刘惠平, 张小楠, 邱明辉 2021 物理学报 **70** 015201]
- [31] Dhawan R, Malik H K 2021 *Plasmas Sci. Technol.* **23** 045402
- [32] Bezerra J R, Silva R, Lima J A S 2003 *Physica A* **322** 256

- [33] Safa N N, Ghomi H, Niknam A R 2015 *Phys. Plasmas* **81** 042114
 905810303
- [34] Borgohain D R, Saharia K 2018 *Phys. Plasmas* **25** 032122
- [35] Tribeche M, Djebarni L, Amour R 2010 *Phys. Plasmas* **17** 013508
- [36] Hatami M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 013508
- [37] Chen F F 1974 *Introduction to Plasma Physics* (New York: Springer Science)

Characteristics of non-Maxwellian magnetized sheath with secondary electron emission*

Chen Long Sun Shao-Juan Jiang Bo-Rui Duan Ping[†]

An Yu-Hao Yang Ye-Hui

(School of Science, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

(Received 3 June 2021; revised manuscript received 21 July 2021)

Abstract

In this paper, the effects of non-Maxwellian distribution of electrons on the characteristics of magnetized plasma sheath with secondary electron emission are investigated by using a magnetic fluid model of one-dimensional velocity and three-dimensional space. The velocity of electrons follows the non-extensive distribution, and the ions are magnetized in a magnetic field with a certain tilt angle relative to the wall. The effects of the non-extensive electron distribution parameter q and the magnetic field strength and angle on the Bohm criterion, the floating wall potential, the secondary electron number density at the sheath edge, the sheath thickness and the ion velocity are studied by establishing the self-consistent equations. When the electron velocity distribution deviates from the Maxwellian distribution, the results show that as the q -parameter increases, the value of the Bohm criterion decreases, the floating wall potential increases, the number of secondary electrons at the sheath increases, the sheath thickness decreases, the number density of ions and electrons decline faster, the number density of ions near the wall is higher, and the velocities of the ions in the three directions are all reduced. In addition, as the magnetic field strength increases, the sheath thickness decreases, and the number density of ions and electrons in the sheath area decrease rapidly; the larger the magnetic field angle, the more significant the influences of the parameter q on the wall potential and the sheath thickness are, while the velocity component of the ion in the x -direction decreases with the increase of the magnetic field angle, but in the case of super-extensive distribution ($q < 1$), the velocity change near the wall presents an opposite trend, the increase of magnetic field angle causes wall velocity to increase; when it is close to Maxwellian distribution ($q \rightarrow 1$), the velocity near the wall does not depend on the change of the magnetic field angle and basically tends to be identical; in the case of sub-extensive distribution ($q > 1$), the velocity near the wall decreases with the magnetic field angle increasing.

Keywords: non-extensive distribution, secondary electron emission, magnetized sheath, Bohm criterion

PACS: 52.25.Xz, 52.40.Hf, 52.40.Kh, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.70.20211061

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975062, 11605021, 11975088) and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2017M621120).

† Corresponding author. E-mail: duanping@dlnu.edu.cn