

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*

赵晓云[†] 张丙开 王春晓 唐义甲

(阜阳师范学院物理与电子工程学院, 阜阳 236037)

(2019年2月20日收到; 2019年6月13日收到修改稿)

采用一维流体模型研究了非广延分布电子对等离子体鞘层中二次电子发射的影响. 通过数值模拟, 研究了非广延分布电子对考虑二次电子发射的等离子体鞘层玻姆判据、器壁电势、器壁二次电子临界发射系数以及等离子体鞘层中二次电子密度分布的影响. 研究发现, 当电子分布偏离麦克斯韦分布 ($q = 1$, 广延分布) 时, 非广延参量 q 的改变对器壁二次电子发射有着重要的影响. 不论电子分布处于超广延 ($q < 1$), 还是处于亚广延状态 ($q > 1$), 随着非广延参量 q 的增加, 都会出现鞘边临界马赫数跟着减小, 同时对于随着二次电子发射系数的增加, 临界马赫数跟着增加. 器壁电势随着参量 q 的增加而增加. 器壁二次电子临界发射系数则随着非广延参量的增加而减小, 并且等离子体中所含的离子种类质量数越大, 非广延参量的变化对器壁二次电子临界发射系数的值影响越小. 此外, 随着非广延参量的增加, 鞘层厚度减小, 鞘层中二次电子数密度增加. 通过对数值模拟结果分析, 发现电子分布处于超广延分布状态对等离子体鞘层中二次电子发射特性的影响要比电子处于亚广延分布状态要更明显.

关键词: 二次电子发射, 非广延, 等离子体, 鞘层

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

DOI: 10.7498/aps.68.20190225

1 引言

等离子体中的带电粒子撞击到器壁表面会使表面发射二次电子, 发射的二次电子在鞘层电场的作用下向鞘层空间运动, 能够改变等离子体鞘层的结构, 从而影响着等离子体的应用, 如等离子体溅射^[1]、离子注入^[2]以及聚变装置中粒子和能量的传输^[3]等. 在实验室等离子体中, 等离子体作用器壁发射的二次电子导致鞘层结构受到影响. 发射探针利用表面电子发射测量等离子体电位, 发射鞘层的细节对其研究至关重要^[4,5]. 在托卡马克装置中偏滤器靶板表面的二次电子发射对热损耗和等离子

体约束有着显著的影响^[6-8]. 此外, 等离子体装置的性能, 如霍尔推进器的器壁材料使用性能也与器壁发射的二次电子有着重要的关联^[9-12]. 因此, 等离子体与壁相互作用发射的二次电子是边界等离子体研究中一个重要的问题^[13-15].

关于等离子体与壁面相互作用发射的二次电子, 已经有很多文献做了具体的研究^[16-25]. 从器壁发射的二次电子, 可以导致鞘层电势增加, 鞘层电场强度减小, 鞘层厚度变窄, 当二次电子发射系数超过临界发射系数之后, 鞘层电势出现反转, 鞘层空间不再是离子鞘. 但是在上述文献的研究中, 粒子分布主要考虑为遵守 Boltzmann-Gibbs 熵为基础的统计力学下的麦克斯韦分布^[26,27]. 然而,

* 国家自然科学基金联合基金 (批准号: U1831124)、安徽省自然科学基金 (批准号: 1908085MA28)、安徽省高校自然科学研究重点项目 (批准号: KJ2018A0341) 和阜阳师范学院后续研究项目 (批准号: 2018HXXM29) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fuyangzxy77@163.com

麦克斯韦分布使用有其局限性, 不适用于描述长程相互作用、纯电子等离子体等系统 [28–30]. 针对 Boltzmann-Gibbs 熵不能很好描述的系统, Tsallis 将熵的概念推广到非广延性下的广义上熵 [31], 非广延性下两个独立子系统的总熵满足

$$S_q(A+B) = S_q(A) + S_q(B) + k_B^{-1}(1-q)S_q(A)S_q(B), \quad (1)$$

其中 A, B 代表两个独立的子系统; k_B 是玻尔兹曼常数; q 是描述非广延性质的参数, $q < 1$, $q = 1$ 和 $q > 1$ 分别对应于超广延、广延和亚广延情形, 当 $q = 1$ 时, S_q 回到了经典的 Boltzmann-Gibbs 熵.

近年来, 在研究等离子体不稳定性、等离子体鞘层以及非线性波等方面已经考虑了带电粒子呈现非广延性分布的情形 [32–39]. 在等离子体鞘层方面的研究, 涉及鞘层玻姆判据、尘埃等离子体以及电负性等离子体等的其中带电粒子呈现非广延性分布的等离子体鞘层特性, 结果显示带电粒子的非广延性分布的鞘层物理特性与广延分布下有着较大的区别. 但当等离子体鞘层中电子分布满足非广延分布时, 电子与金属器壁作用从器壁发射的二次电子目前仍没有研究. 正由于二次电子发射对等离子体鞘层物理特性的重要影响, 而二次电子发射与等离子体鞘层中电子的分布函数有着重要的关联, 在以往的研究中, 仅研究了带电粒子呈现广延分布 ($q = 1$) 情形下的二次电子发射特性, 为了更好地了解非广延分布下的等离子体鞘层结构, 本文拟利用一维流体模型, 通过数值模拟, 研究等离子体鞘层中非广延分布的电子与金属器壁相互作用发射的二次电子的特性, 其结果对于聚变等离子体以及尘埃等离子体等放电过程中边界等离子体特性的研究有重要的参考意义.

2 鞘层模型

考虑一维稳态的无限大平板模型, 从等离子体垂直指向壁面的方向为 x 轴方向, $x = 0$ 对应等离子体中性区域与鞘层分界面, $x < 0$ 和 $x > 0$ 区域分别对应中性等离子体区域和等离子体鞘层区域, x_w 表示器壁位置处, 如图 1 所示.

鞘层中主要包含电子、离子以及电子撞击到器壁发射的二次电子. 对于等离子体鞘层区域, 由于处于等离子体边界与器壁结合处, 离子温度相对较低, 故可忽略离子温度的影响, 于是离子在等离子

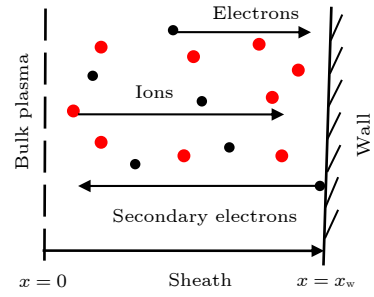


图 1 等离子体鞘层示意图

Fig. 1. Schematic diagram of plasma sheath.

体鞘层中的运动, 根据连续性方程和运动方程有

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

$$m_i v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -e \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (3)$$

其中 ϕ 代表鞘层电势; e 是基础电荷元电量; m_i, n_i 和 v_i 分别代表离子的质量、数密度和速度.

等离子体鞘层中的电子假设遵守 Tsallis 统计力学模型, 一维情形下电子速度非广延性分布函数分布式可表示为 [31]

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

其中 m_e, v_e 和 T_e 分别代表电子的质量、速度和温度; k_B 是玻尔兹曼常数. C_q 是归一化无量纲常数, 其形式为

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

上述表达式中 n_{e0} 的下标“0”代表处于等离子体鞘层边界 $x = 0$ 位置, Γ 代表标准伽马函数.

根据电子速度分布函数 (4) 式, 对电子的速度空间进行积分, 可得电子密度分布函数 [32,37]

$$n_e(x) = n_{e0} \left[1 + (q-1) \frac{e\phi(x)}{k_B T_e} \right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}. \quad (6)$$

电子到达等离子体器壁与其作用, 将使器壁表面发射出二次电子, 二次电子在鞘层电势的作用下将加速离开器壁向鞘层空间运动, 在等离子体器壁

位置 $x = x_w$ 处, 由作用到器壁的电子流从器壁发射出的二次电子流满足

$$j_s = \gamma j_e, \quad (7)$$

这里 j_e , j_s 和 γ 分别代表到达器壁 $x = x_w$ 处的电子流、从器壁发射出的二次电子流和器壁表面二次电子发射系数. 对于稳态等离子体, 根据器壁电流守恒可得^[38]

$$j_s + j_i = j_e, \quad (8)$$

这里

$$j_e = A_q n_{e0} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{\left[1 + (q-1) \frac{e\phi_w}{k_B T_e} \right]^{q/2}}{q}, \quad (9)$$

$$A_q = \begin{cases} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{1}{2}\right)} \left[\frac{(1-q)}{2\pi} \right]^{1/2}, & -1 < q < 1, \\ \frac{q+1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \left[\frac{(q-1)}{2\pi} \right]^{1/2}, & q > 1, \end{cases} \quad (10)$$

$$j_i = n_i v_i, \quad (11)$$

$$j_s = n_s v_s, \quad (12)$$

其中 ϕ_w 代表器壁 $x = x_w$ 处电势, n_s 和 v_s 分别代表二次电子的数密度和速度. 由于电子与器壁作用产生的二次电子, 离开器壁要克服器壁材料表面的束缚能, 所以由电子撞击器壁发射出的二次电子可看成冷的流体进行分析, 二次电子进入鞘层中的运动满足^[13]

$$\frac{\partial(n_s v_s)}{\partial x} = 0, \quad (13)$$

$$m_s v_s \frac{\partial v_s}{\partial x} = e \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (14)$$

从器壁发射出的二次电子在器壁电势的作用下迅速进入等离子体鞘层, 鞘层电势在电子、离子和二次电子的共同作用下满足的方程为

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e - n_s), \quad (15)$$

其中 ϵ_0 是真空介电常数.

在等离子体中性区域与等离子体鞘层分界面处 ($x = 0$), 根据电中性条件, 可得在鞘边的带电粒子数密度满足

$$n_{i0} = n_{e0} + n_{s0}. \quad (16)$$

由于描述等离子体鞘层区域的各参数数量级差别较大, 为了便于分析, 对上述表达式(2)—(16)中各物理量引入下列无量纲化参量:

$\xi = x/\lambda_D$, $\varphi = e\phi/(k_B T_e)$, $N_i = n_i/n_{i0}$, $N_e = n_e/n_{e0}$, $N_s = n_s/n_{s0}$, $u_i = v_i/c_{is}$, $u_s = v_s/c_{is}$, $M_i = v_{i0}/c_{is}$, $\delta = n_{e0}/n_{i0}$. 这里 λ_D 和 M_i 分别是电子德拜长度和离子马赫数, $\lambda_D = [\epsilon_0 k_B T_e / (n_{e0} e^2)]^{1/2}$, $M_i = v_{i0}/c_{is}$, $c_{is} = \sqrt{k_B T_e / m_i}$. 根据无量纲化参量, 由表达式(2)—(16)可以得到

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = \frac{1}{\delta} (N_e + N_s - N_i), \quad (17)$$

$$N_e(x) = \delta [1 + (q-1)\varphi(x)]^{q/2}, \quad (18)$$

$$N_i = M_i / u_i, \quad (19)$$

$$u_i \frac{\partial u_i}{\partial \xi} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad (20)$$

$$N_s(x) = \delta \gamma A_q \frac{[1 + (q-1)\varphi_w]^{q/2}}{q \sqrt{2(\varphi - \varphi_w)}}. \quad (21)$$

(21) 式中 φ_w 为无量纲化后的器壁电势, 可联立器壁位置流守恒表达式(7)—(11)来确定:

$$\delta(1-\gamma) \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} A_q \frac{[1 + (q-1)\varphi_w]^{q/2}}{q} = M_i, \quad (22)$$

(22) 式中的 δ 是等离子体鞘边的电子数密度与离子数密度的比值, 对应不同的发射系数 γ 以及参量 q , 可结合(16)与(21)式得到

$$\delta + \delta \gamma A_q \frac{[1 + (q-1)\varphi_w]^{q/2}}{q \sqrt{2\varphi_w}} = 1. \quad (23)$$

3 数值结果与讨论

3.1 玻姆判据

玻姆判据是判定等离子体鞘层稳定性的重要条件. 对于无碰撞仅含有数密度为麦克斯韦分布 ($q = 1$) 的电子和冷的离子的等离子体, 当鞘层稳定时, 离子到达鞘边的速度必定大于或等于离子声速, 即 $M_i \geq 1$ ^[40]. 当电子呈现非广延性分布 ($q \neq 1$) 时, 电子分布偏离了麦克斯韦分布, 此时鞘边玻姆速度的变化, 可根据(17)式进行分析, 对等式(17)两边乘以 $\partial \varphi / \partial \xi$, 再对空间变量 ξ 进行积分, 可得

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 + V(\varphi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \Big|_{\xi=0}, \quad (24)$$

这里

$$\begin{aligned} V(\varphi) &= \frac{1}{\delta} \int_{\varphi_0}^{\varphi} (N_i - N_e - N_s) d\varphi \\ &= \frac{M_i^2}{\delta} \left[1 - \left(1 - \frac{2\varphi}{M_i^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \\ &\quad - \frac{2}{3q-1} \left\{ [1 + (q-1)\varphi]^{\frac{3q-1}{2(q-1)}} - 1 \right\} \\ &\quad - \frac{\gamma A q}{q} [1 + (q-1)\varphi_w]^{\frac{q}{q-1}} \\ &\quad \times \left\{ [2(\varphi - \varphi_w)]^{\frac{1}{2}} - (-2\varphi_w)^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (25) \end{aligned}$$

其中 $V(\varphi)$ 是塞格捷夫势 [40]. 结合塞格捷夫势在鞘层边界的特点, $V(\varphi)|_{\varphi=0} = 0$, $\partial V(\varphi)/\partial \varphi|_{\varphi=0} = 0$, 以及 $\partial^2 V(\varphi)/\partial^2 \varphi|_{\varphi=0} \leq 0$, 联立表达式 (17) 有

$$\frac{\partial^2 V(\varphi)}{\partial \varphi^2} \Big|_{\varphi=0} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial N_i}{d\varphi} - \frac{\partial N_e}{\partial \varphi} - \frac{\partial N_s}{\partial \varphi} \right) \Big|_{\varphi=0} \leq 0. \quad (26)$$

化简 (26) 式, 得到鞘边的玻姆判据为

$$M_i \geq \sqrt{\frac{2}{\delta(q+1) - 2\delta\gamma A q (-2\varphi_w)^{-\frac{3}{2}} [1 + (q-1)\varphi_w]^{\frac{q}{q-1}}}}. \quad (27)$$

表达式 (27) 给出了从中性等离子体区域进入等离子体鞘层的离子在鞘边必须满足的最小速度 (玻姆速度) 与等离子体中电子非广延分布参量 q 的关系. 从 (27) 式可以看出, 离子到达鞘边的玻姆判据会跟随非广延分布参量 q 的变化而变化. 当二次电子发射系数 $\gamma = 0$, (27) 式变为

$$M_i \geq \sqrt{\frac{2}{q+1}}, \quad (28)$$

这个结果与文献 [34, 35] 中描述一致, 且当 $q = 1$ 时, $M_i \geq 1$, 此时对应电子呈麦克斯韦分布的冷等离子体的鞘层玻姆判据 [40].

结合方程 (22) 和 (23), 根据不等式 (27) 可以得到在器壁二次电子发射系数不同 ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ 和 $\gamma = 0.8$) 时, 非广延参量 q 对鞘边玻姆判据最小值 $M_{i(\min)}$ 的影响, 见图 2. 从图 2 可以看到, 玻姆判据的最小值 $M_{i(\min)}$ 随着非广延参量 q 的增加而减小, 并且器壁二次电子发射系数越大, 玻姆判据的最小值越大. q 值的增加, 对应低速运动的电子数目增多, 导致鞘层中净电荷密度增加, 于是

离子到达鞘边的速度减小. 对比图 2 中三条曲线 ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ 和 $\gamma = 0.8$), 发现非广延参量 q 的变化对不同二次电子发射系数下的玻姆判据最小值的改变程度有所不同, 器壁二次电子发射系数越大, 非广延参量 q 对其状态的等离子体的玻姆判据最小值改变幅度越小.

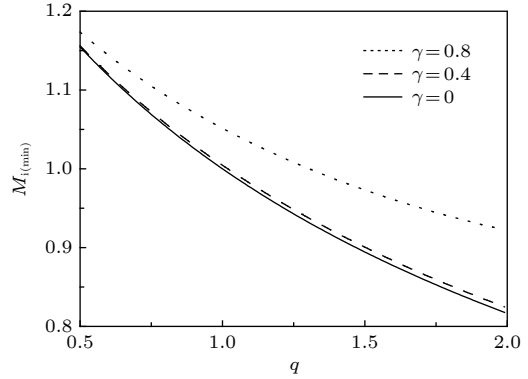


图 2 二次电子发射系数不同时临界马赫数随 q 的变化 ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ 和 $\gamma = 0.8$)

Fig. 2. Critical Mach number versus nonextensive parameter q for different values of secondary electron emission coefficients ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ and $\gamma = 0.8$).

3.2 器壁电势

当电子分布呈现广延性分布 ($q = 1$) 时, 器壁二次电子发射, 导致器壁鞘层和器壁电势增加, 这个在许多文献中已经讨论过 [9-17]. 图 3 显示的是器壁二次电子发射系数不同时, 非广延参量对器壁电势的影响. 由图 3 可以发现, 随着非广延参量 q 的增加, 尽管器壁二次电子发射系数不同, 但器壁电势都是随着参量 q 的增加而增加, 并且增加的幅度有所不同. 由图 3(a) 可得, 在器壁二次电子发射系数 $\gamma = 0.4$ 情形下, 非广延参量 $q = 0.5$ 时, 器壁电势 $\varphi_w = -26.3$; $q = 1.0$ 时, 器壁电势 $\varphi_w = -2.31$, 可见在参量 q 从 0.5 增加到 1 时, 器壁电势增加率为 90.2%. 由图 3(b) 可得, 对于发射系数 $\gamma = 0.4$, $q = 2.0$ 时, 器壁电势 $\varphi_w = -0.65$, 此时在参量 q 从 1.0 增加到 2.0 时, 器壁电势增加率为 71.7%. 通过比较参量 q 在 $0.5 \rightarrow 1$ 和 $1.0 \rightarrow 2.0$ 之间的变化给器壁电势带来的影响, 发现在 $0.5 < q < 1$ 内, 参量 q 的变化对于器壁电势的影响非常明显, 在 $1 < q < 2$ 内, 器壁电势受参量 q 的变化影响相对较小.

此外, 对比图 3 中三条曲线 ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ 和

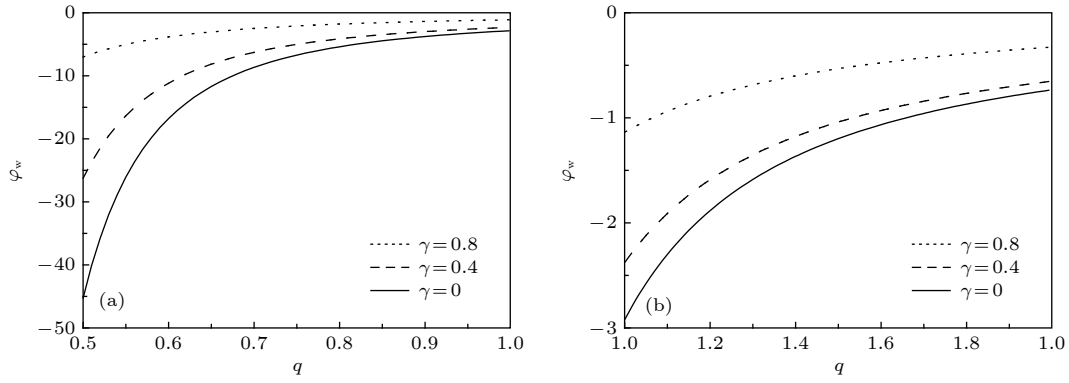


图 3 二次电子发射系数不同时器壁电势随参量 q 的变化 (a) $q = 0.5-1.0$; (b) $q = 1.0-2.0$

Fig. 3. Wall potential versus nonextensive parameter q for different values of secondary electron emission coefficients ($\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ and $\gamma = 0.8$): (a) $q = 0.5-1.0$; (b) $q = 1.0-2.0$.

$\gamma = 0.8$) 可以发现, 器壁二次电子发射系数越大, 非广延参量对器壁电势的影响越小. 在参量 q 从 $0.5 \rightarrow 2.0$ 的变化中, 对于器壁二次电子发射系数 $\gamma = 0$, $\gamma = 0.4$ 和 $\gamma = 0.8$ 三种情形来说, 器壁电势增加的比值分别为 98.4%, 97.5% 和 95.3%.

非广延参量的变化, 对于器壁电势的影响, 可以参见文献 [37] 中的图 2, 与 $q = 1.0$ 比较, 当 $q > 1.0$ 时, 电子处于亚广延性分布, 低速运动的电子数量增多, 且运动速度小于麦克斯韦极限热速度; 当 $q < 1.0$ 时, 电子处于超广延性分布, 电子的运动速度可能超过麦克斯韦极限热速度, 且高速运动的电子数量增加. 所以图 3 中 q 值对于器壁电势的影响, 主要是由于 q 值在从 0.5 到 2.0 的变化过程中, 到达器壁的电子速度在逐渐降低, 这将使得形成稳定鞘层时到达器壁的电子数减少, 于是器壁电势增加.

3.3 二次电子临界发射系数

器壁二次电子的发射, 导致鞘层电势增加 (绝对值减小)、电场强度降低, 当器壁二次电子发射系数达到一定的值时, 器壁电场 ($\mathbf{E}_w = -\partial\varphi/\partial\xi|_w \mathbf{e}_x$) 减小到零, 此时对应的发射系数为二次电子临界发射系数 γ_c .

对于电子分布呈现广延性分布 ($q = 1$) 的等离子体鞘层, 其器壁二次电子临界发射系数可表示为 [13]

$$\gamma_c \approx 1 - 8.3\sqrt{m_e/m_i}. \quad (29)$$

对于非广延分布 ($q \neq 1$) 的等离子体鞘层, 根据器壁电场等于零, 结合 (24) 式有

$$M_i^2 \left[1 - \left(1 - \frac{2\varphi_w}{M_i^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \frac{2\delta}{3q-1} \left\{ [1 + (q-1)\varphi_w]^{\frac{3q-1}{2(q-1)}} - 1 \right\} + \frac{\delta\gamma A_q}{q} [1 + (q-1)\varphi_w]^{\frac{q}{q-1}} (-2\varphi_w)^{\frac{1}{2}} = 0, \quad (30)$$

联立 (22), (23) 和 (27) 式, 可以得到对应不同非广延参量 q 时的器壁二次电子临界发射系数 γ_c . 图 4 呈现的是非广延参量 q 对不同种类 (H^+ , Ar^+ 与 Xe^+) 等离子体器壁的二次电子临界发射系数的影响. 随着非广延参量 q 的增加, 器壁二次电子临界发射系数逐渐减小, 当电子分布呈现超广延分布 ($q < 1$) 时, 器壁二次电子临界发射系数大于广延分布 ($q = 1$) 时的值, 而当电子分布处于亚广延分布 ($q > 1$) 时, 器壁二次电子临界发射系数则要比广延分布时的值小. 对 H^+ 等离子体, $q = 0.5, 1.0$ 和 2.0 时的二次电子临界发射系数分别为 $\gamma_c = 0.88, 0.82$ 和 0.77 . 对比三条图线 (H^+ , Ar^+ 与 Xe^+), 可以

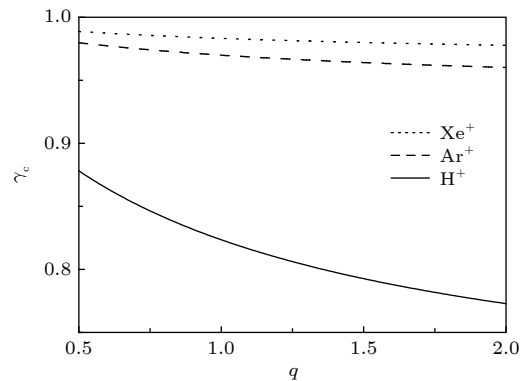


图 4 器壁二次电子临界发射系数 γ_c 随 q 的变化

Fig. 4. Critical emission coefficient of secondary electrons versus nonextensive parameter q for different kinds of plasma.

发现在同一非广延参量 q 值情形下, 分别含有三种不同种类离子的等离子体的二次电子临界发射系数大小顺序分别为 Xe^+ 等离子体中最大, Ar^+ 等离子体中次之, H^+ 等离子体中最小. 当 $q = 1$ 时, 对应 H^+ , Ar^+ 和 Xe^+ 等离子体, 其器壁二次电子临界发射系数分别为 $\gamma_c = 0.82, 0.97$ 和 0.98 . 同时非广延参量 q 的变化对 H^+ 等离子体的器壁二次电子临界发射系数影响程度最大, 对 Ar^+ 等离子体影响次之, 对 Xe^+ 等离子体影响最小, 当 q 从 0.5 增加到 2.0 时, 由图 4 可得分别对应 H^+ , Ar^+ 与 Xe^+ 这三种离子的等离子体的器壁二次电子临界发射系数减小的比值分别为 12.0%, 1.1% 与 0.6%.

非广延参量 q 对于器壁二次电子临界发射系数的影响, 主要是由于参量 q 的改变, 对应电子呈现不同的分布状态, 导致鞘层电势降发生变化, 在 q 从 0.5 增加到 2.0 过程中, 电子分布从超广延性 ($q < 1$) 到广延性 ($q = 1$)、再到亚广延性 ($q > 1$), 高速运动的电子数目越来越少, 于是形成鞘层时器壁电势增加, 由于鞘层为离子鞘, 电势从鞘边到器壁是单调下降, 所以器壁电场强度减小, 因此要想器壁电场强度达到零, 只需要越来越小的二次电子发射系数即可. 而对于 H^+ , Ar^+ 与 Xe^+ 这三种离子的器壁二次电子临界发射系数有所不同, 则是与这三种离子质量数有关, 离子的质量数越大, 器壁电场强度越大, 因此只有较高的二次电子发射系数才能使器壁电场强度满足等于零的条件.

3.4 二次电子数密度

图 5 呈现的是参量 q 分别等于 0.8, 1.2 和 1.3 时, 等离子体鞘层中二次电子数密度的不同分布曲线, 在等离子体鞘层中, 尽管电子分布呈现非广延性, 但从器壁发射的二次电子在鞘层中仍然是单调变化的, 这主要源于非广延性分布的电子并未改变等离子体鞘层离子鞘特性, 并且随着参量 q 的增加, 鞘边与器壁之间的距离 (鞘层的厚度) 有所减小, 鞘层中二次电子数密度跟着增加.

从器壁发射的二次电子在鞘层电场的的作用下, 将加速向鞘边运动, 从而到达中性等离子体区域. 图 6 显示的是参量 q 对不同二次电子发射系数下到达鞘边的二次电子数密度的影响. 从图 6 可以看出, 随着参量 q 的增加, 从器壁发射而到达鞘边的二次电子数增多, 对比 $\gamma = 0.4, \gamma = 0.6$ 和 $\gamma = 0.8$ 三条曲线, 可以发现, 参量 q 的变化对不同二次电

子发射系数下发射的二次电子数密度影响程度不同. 对于 $\gamma = 0.4, \gamma = 0.6$ 和 $\gamma = 0.8$ 三种情形, 当 $q = 0.5$ 时, 到达鞘边的二次电子数密度分别为 $N_{s0} = 0.00248, 0.00702, 0.02922$; 当 $q = 2.0$ 时, 由器壁发射而到达鞘边的二次电子数密度则分别为 $N_{s0} = 0.01121, 0.02743, 0.10616$. 参量 q 的增加, 运动速度较低的电子数目增多, 导致器壁电势增加, 所以结合 (21) 式可得从鞘边的二次电子数密度增加.

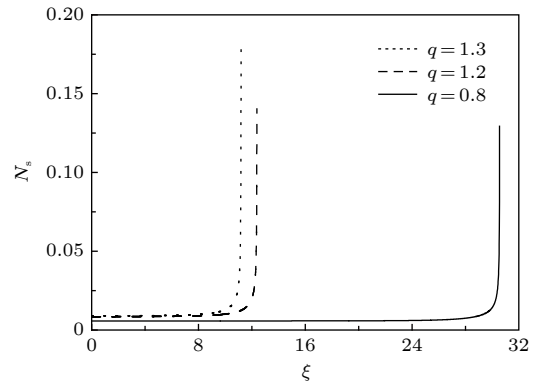


图 5 参量 q 对鞘层中二次电子数密度的影响 ($\gamma = 0.4$)
Fig. 5. Normalized density of secondary electrons in plasma sheath versus x for different values of nonextensive parameter q ($\gamma = 0.4$).

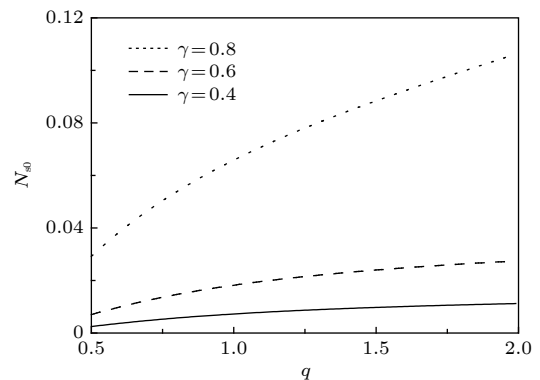


图 6 参量 q 对不同发射系数下到达鞘边二次电子数密度的影响
Fig. 6. Normalized density of secondary electrons at the sheath edge versus nonextensive parameter q for different values of secondary electron emission coefficients ($\gamma = 0, \gamma = 0.4$ and $\gamma = 0.8$).

4 结 论

本文采用一维流体模型研究了等离子体鞘层中电子呈现非广延分布时作用器壁发射的二次电子特性, 讨论了非广延参量对含有二次电子发射的

等离子体鞘层玻姆判据、器壁电势、器壁二次电子临界发射系数以及等离子体鞘层中二次电子数密度的影响. 从研究的结果看, $q = 1$ 是广延分布, 此时鞘层空间回到麦克斯韦分布等离子体鞘层. 当电子分布呈现非广延分布 ($q \neq 1$) 时, 不论是超广延分布 ($q < 1$) 还是亚广延分布 ($q > 1$), 随着非广延参量的增加, 形成稳定鞘层时鞘边离子临界马赫数和器壁二次电子临界发射系数都减小, 并且等离子体鞘层中离子质量数越大, 器壁二次电子临界发射系数越大, 含有质量数越大的离子种类的等离子体鞘层中, 非广延参量对器壁二次电子临界发射系数的影响越小, 而器壁电势和发射的二次电子数密度却随着参量 q 的增加而增加. 相比较电子分布处于超广延分布和亚广延分布, 超广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射特性带来的影响更大.

参考文献

- [1] Hecimovic A, Böke M, Winter J 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 102003
- [2] Gupta D 2011 *Int. J. Adv. Technol.* **2** 471
- [3] Gunn J P 2012 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54** 085007
- [4] Sheehan J P, Raitses Y, Hershkowitz N, Kaganovich I, Fisch N J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 073501
- [5] Sheehan J P, Hershkowitz N, Kaganovich I D, Wang H, Raitses Y, Barnat E V, Weatherford B R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 075002
- [6] Lagoyannis A, Tsavalas P, Mergia K, Provatias G, Triantou K, Tsompopoulou E, Rubel M, Petersson P, Widdowson A, Harissopoulos S, Mertzimekis T J, the JET contributors 2017 *Nucl. Fusion* **57** 076027
- [7] Ou J, Lin B B, Zhao X Y 2017 *Phys. Plasmas* **24** 012510
- [8] Ou J, Zhao X Y, Lin B B 2018 *Chin. Phys. B* **27** 025204
- [9] Raitses Y, Smirnov A, Staack D, Fisch N J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 014502
- [10] Zhang F K, Ding Y J, Qing S W, Wu X D 2011 *Chin. Phys. B* **20** 125201
- [11] Duan P, Qin H J, Zhou X W, Cao A N, Liu J Y, Qing S W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 085204 (in Chinese) [段萍, 覃海娟, 周新维, 曹安宁, 刘金远, 卿少伟 2014 物理学报 **63** 085204]
- [12] Croes V, Tavant A, Lucken R, Bourdon A, Charbert P 2018 *Phys. Plasmas* **25** 063522
- [13] Hobbs G D, Wesson J A 1967 *Plasma Phys.* **9** 85
- [14] Taccogna F, Longo S, Capitelli M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1220
- [15] Lü G H, Luo G N, Li J G 2010 *Mater. China* **7** 42 (in Chinese) [吕广宏, 罗广南, 李建刚 2010 中国材料进展 **7** 42]
- [16] Schwager L A 1993 *Phys. Fluids B* **5** 631
- [17] Ahedo E 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4340
- [18] Sydorenko D, Kaganovich I, Raitses Y, Smolyakov A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 145004
- [19] Gyergyek T, Kovačič J, Čerček M 2010 *Contrib. Plasma Phys.* **50** 121
- [20] Zhao X Y, Liu J Y, Duan P, Ni Z X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045205 (in Chinese) [赵晓云, 刘金远, 段萍, 倪致祥 2011 物理学报 **60** 045205]
- [21] Yu D R, Qing S W, Yan G J, Duan P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 065204
- [22] Li W, Ma J X, Li J J, Zheng Y B, Tan M S 2012 *Phys. Plasmas* **19** 030704
- [23] Langendorf S, Walker M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 033515
- [24] Ou J, Zhao X Y 2017 *Contrib. Plasma Phys.* **57** 50
- [25] Zhao L L, Liu Y, Samir T 2018 *Chin. Phys. B* **27** 025201
- [26] Moslem W M 2006 *Chaos, Soliton. Fract.* **28** 994
- [27] Asaduzzaman M, Mamun A A 2012 *Phys. Rev. E* **86** 016409
- [28] Saslaw W C, Arp H 1986 *Phys. Today* **39** 61
- [29] Huang X P, Anderegg F, Hollmann E M, Driscoll C F, O'neil T M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 875
- [30] Cáceres M O 1999 *Braz. J. Phys.* **29** 125
- [31] Tsallis C 1988 *J. Stat. Phys.* **52** 479
- [32] Tribeche M, Djebarni L, Amour R 2010 *Phys. Plasmas* **17** 042114
- [33] Gougam L A, Tribeche M 2011 *Astrophysics Space Sci.* **331** 181
- [34] Liu Y, Liu S Q, Zhou L 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043702
- [35] Hatami M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 013508
- [36] Hatami M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023506
- [37] Driouch I, Chatei H 2017 *Eur. Phys. J. D* **71** 9
- [38] Arghand-Hesar A, Esfandyari-Kalejahi A, Akbari-Moghanjoughi M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 063504
- [39] Borgohain D R, Saharia K 2018 *Phys. Plasmas* **25** 032122
- [40] Riemann K U 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 493

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

Zhao Xiao-Yun[†] Zhang Bing-Kai Wang Chun-Xiao Tang Yi-Jia

(School of Physics and Electronic Engineering, Fuyang Normal University, Fuyang 236037, China)

(Received 20 February 2019; revised manuscript received 13 June 2019)

Abstract

A one-dimensional fluid model is used to investigate the characteristics of secondary electron emitted by the interaction between electrons and the wall in plasma sheath with nonextensive electrons. The study focuses on the effects of electron nonextensive parameter on Bohm criterion, the wall potential, the critical emission coefficient of secondary electrons and the density of secondary electrons in plasma sheath through numerical simulation. Some conclusions are obtained. It is shown that secondary electron is significantly affected by electron nonextensive parameter. Whether the electron distribution is superextensive or subextensive, the critical Mach number at the sheath edge increases with the secondary electron emission coefficient increasing, but decreases with q -parameter increasing. The increase of q -parameter can cause the wall potential to increase and the critical emission coefficient of secondary electron at the wall to decrease. And for different types of plasmas, the effects of nonextensive parameter on the critical emission coefficient of secondary electron are different. The larger the mass number of ion in plasma, the smaller the influence of nonextensive parameter on the critical secondary electron emission coefficient will be. In addition, the increase of nonextensive parameter can result in the decrease of the sheath thickness and the increase of the number density of secondary electrons. It is found that the superextensive electron distribution has greater influence on the characteristics of secondary electron emission in plasma sheath than the subextensive electron distribution.

Keywords: secondary electron emission, nonextensive, plasma, sheath

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

DOI: [10.7498/aps.68.20190225](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225)

* Project supported by the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1831124), the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1908085MA28), the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Anhui Province, China (Grant No. KJ2018A0341), and the Follow-up Research Program of Fuyang Normal University, China (Grant No. 2018HXXM29).

[†] Corresponding author. E-mail: fuyangzxy77@163.com