

碰撞对非对称射频鞘层特性的影响^{*}

芦 岩 王友年

(大连理工大学物理系, 大连 116024)

(2003 年 7 月 18 日收到 2003 年 9 月 1 日收到修改稿)

对于大多数活性射频等离子体刻蚀工艺, 由于放电室中两个电极的面积不等, 使得两个电极附近的等离子体鞘层是非对称性的. 考虑离子与中性粒子的碰撞效应, 建立了一种描述这种非对称射频鞘层动力学特性的自治动力学模型. 数值结果显示碰撞效应对极板上的瞬时电压降、瞬时电子鞘层厚度、鞘层内的离子密度和动能的空间分布以及两个极板上电压之差等物理量的影响.

关键词: 射频鞘层, 非对称电极, 碰撞效应, 离子

PACC: 5265, 5240, 5225

1. 引 言

近些年来, 低温等离子体在微电子工业中得到越来越广泛的应用, 例如利用等离子体物理汽相沉积或化学汽相沉积方法可以制备一些光电子薄膜材料. 利用等离子体刻蚀技术可以制备超大规模集成电路. 在实际的等离子体工艺中, 离子入射到基片上的能量分布和角度分布是两个关键的物理量, 它们直接影响着薄膜的沉积速率、刻蚀速率和刻蚀图形的剖面. 为了控制入射到基片上的离子能量分布和角度分布, 通常在极板上施加一个射频偏压, 从而在基片附近形成一个射频等离子体鞘层. 离子在射频鞘层中的运动不仅受到等离子体参量的影响, 还受到外加射频偏压电源的影响. 因此, 研究射频等离子体鞘层的物理特性具有重要的意义.

近些年, 有许多作者采用了不同的模型来描述射频等离子体鞘层的物理特性^[1-12]. 特别是 Liberman^[1]曾假定鞘层中的电子密度为阶梯形分布, 并忽略了离子与中性粒子的碰撞效应, 从而给出了射频鞘层演化的解析表达式. 最近, 邱华檀等^[12, 13]考虑了离子与中性粒子的碰撞效应, 对 Liberman 的模型做了进一步推广. 在上述研究工作中, 几乎所有的作者都假设射频放电室中两个平板电极是对称的, 由此导致两个电极附近的射频鞘层也是对称的. 此

外, 还假设了射频偏压电源的驱动电流是一个简单的正弦电流. 然而, 在大多数射频等离子体放电实验中, 特别是在射频活性等离子体刻蚀工艺中, 两个平板电极是不对称的, 而且偏压电极上的驱动电流也不是一个简单的正弦电流^[14-16]. 一般情况下, 驱动电流可以看作不同谐波的正弦电流之和. Chandhok 和 Grizzle 首先从理论上研究了放电气压对非对称射频鞘层特性的影响^[15], 但在他们的理论模型中离子在鞘层中的密度分布不是自治地确定的, 而是采用一种唯象的经验公式. Dewan 等^[16]最近也分别从理论和实验两个方面对这种非对称射频鞘层的电压和射频阻抗进行了研究, 并考虑了射频驱动电流是非正弦的. 然而, 他们的理论研究中却忽略了离子与中性粒子的碰撞效应.

本文将根据推广的 Liberman 射频鞘层模型, 同时考虑电极的非对称性和驱动电流的非正弦性, 建立一个自治的碰撞射频等离子体鞘层动力学模型, 研究放电气压及偏压电源参数对鞘层电压等鞘层特性的影响.

2. 射频鞘层模型

现考虑在一个放电室中放置一对非对称电极 A 和 B , 它们的面积分别是 S_A 和 S_B , 并假设射频偏压电流施加在电极 A 上. 这样, 在每个电极附近分别

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19975008)和教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金资助的课题.

形成一个瞬时变化的射频等 离子体鞘层 ,如图 1 所示 .假设放电室中等 离子体的密度为 n_0 ,电子温度为 T_e .由于受到鞘层电场的作用 ,等 离子体中的离子将以速度 u_0 从鞘层边界处 ($x = 0$) 进入鞘层中 .假定射频偏压电源的频率远大于离子的等 离子体频率 ,这样离子的运动跟不上瞬时鞘层电场 $E(x, t)$ 的变化 ,只受时间平均电场 $\bar{E}(x)$ 的作用 .考虑到离子与中性粒子的碰撞^[13] ,则离子在鞘层中的流体力学方程为

$$\frac{d(n_i u_i)}{dx} = 0, \tag{1}$$

$$m_i u_i \frac{du_i}{dx} = e\bar{E} - m_i v_i u_i, \tag{2}$$

式中 $n_i(x)$ 是离子密度 , $u_i(x)$ 是离子流速度 , m_i 是离子质量 , $v_i = \pi u_i / 2\lambda_i$ 是离子与中性粒子的碰撞频率 (包括动量输运和电荷交换碰撞) , λ_i 是平均自由程 .

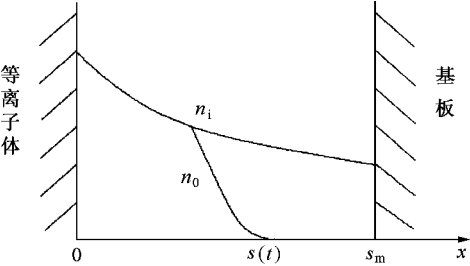


图 1 射频鞘层结构示意图 (s_m 为离子鞘层最大厚度 , $s(t)$ 为电子鞘层瞬时厚度)

将平均电场 $\bar{E}(x)$ 用平均电势 $\Phi(x)$ 来表示 ,即 $\bar{E} = -d\Phi/dx$,并假设在等 离子体与鞘层边界处电势为零 ($\Phi(0) = 0$) ,则由方程 (1) 和 (2) 可以得到

$$n_i(x) = n_0 F^{-1/2}(x, \Phi), \tag{3}$$

$$u_i(x) = u_0 F^{1/2}(x, \Phi), \tag{4}$$

其中

$$F(x, \Phi) = \exp\left(-\frac{\pi}{\lambda_i} x\right) - \frac{\Phi(x)}{W_0} + \frac{\pi}{\lambda_i W_0} \exp\left(-\frac{\pi}{\lambda_i} x\right) \times \int_0^x \Phi(x') \exp\left(\frac{\pi}{\lambda_i} x'\right) dx'. \tag{5}$$

这里 , $W_0 = m_i u_0^2 / 2e$ 是离子在边界处的动能 .离子在鞘层边界处的速度^[21]为 $u_0 = u_B (1 + \pi \lambda_D / 2\lambda_i)^{-1/2}$,

其中 $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n_0}}$ 是等 离子体的 Debye 长度 ,

$u_B = \sqrt{T_e / m_i}$ 是 Bohm 速度 , T_e 是等 离子体中电子的温度 .

利用 Liberman 的电子密度的阶梯模型^[14] (见图 1) ,瞬时鞘层电场 $E(x, t)$ 可由如下泊松方程确定 :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \begin{cases} en_i(x) \epsilon_0, & s(t) < x, \\ 0, & s(t) > x, \end{cases} \tag{6}$$

式中 $s(t)$ 是电子鞘层的瞬时厚度 , ϵ_0 是真空介电常数 .假设电极上的驱动电流随时间的变化是非正弦的 ,但可以把它看作是一系列的正弦电流的叠加^[16] ,即

$$J_A(t) = - \sum_{k=1}^N J_k \sin(k\omega t), \tag{7}$$

其中 J_k 是第 k 个谐波电流密度的幅值 ,它依赖于电流强度 I_k 和所在电极的面积 .例如 ,对于电极 A ,第 k 个谐波电流密度的幅值为 $J_{Ak} = I_k / S_A$.在高频情况下 ,电子在鞘层中的位移电流远大于离子和电子的传导电流 .根据电流平衡条件 ,则电子鞘层的运动方程为

$$-en_i(x) ds/dt = - \sum_{k=1}^N J_k \sin(k\omega t). \tag{8}$$

由方程 (6) 和 (7) 可以得出瞬时鞘层电场的表达式 ,

$$E(x, t) = \begin{cases} \sum_{k=1}^N \frac{J_k}{k\omega\epsilon_0} [\cos(k\omega t) - \cos(k\varphi)] + E_0, & s(t) < x, \\ 0, & s(t) > x, \end{cases} \tag{9}$$

式中 φ 是相位角 ,在 $x = s(t)$ 处 , $\varphi = \omega t$.这里我们已假定在鞘层边界处电场为 $E_0 = T_e / e\lambda_D$.

将 (3) 式代入方程 (8) ,并且令 $\varphi = \omega t$ 时 $s = x$,则可以得到

$$\frac{dx}{d\varphi} = F^{1/2}(x, \Phi) \sum_{k=1}^N \frac{J_k}{e\omega n_0} \sin(k\varphi). \tag{10}$$

根据 (9) 式 ,很容易求出平均电场

$$\bar{E}(x) = \int_{-\varphi}^{\varphi} E(x, t) d(\omega t) 2\pi$$

的表达式 .再根据 $\bar{E}(x) = -d\Phi/dx$ 以及方程 (10) ,则可以得到平均电势所遵从的方程为

$$-e\omega n_0 \frac{d\Phi}{d\varphi} = F^{1/2}(x, \Phi) \sum_{l=1}^N J_l \sin(l\varphi) \left\{ \sum_{k=1}^N \frac{J_k}{k\omega\epsilon_0\pi} \right.$$

$$\times [\sin(k\varphi)]k - \varphi \cos(k\varphi)] + E_0 \}.$$

(11)

至此,我们已经获得了一套描述由非正弦射频电流驱动的鞘层动力学特性的非线性方程组.

为了便于数值计算,我们进一步引入无量纲的变量 $\zeta = x/\lambda_D$ 和无量纲的电势 $\Psi(\zeta) = e\Phi(x)/T_e$, 则方程(10)和(11)变为

$$\frac{d\zeta}{d\varphi} = \beta F^{1/2}(\zeta, \Psi) \sum_{k=1}^N \tilde{J}_k \sin(p\varphi),$$

(12)

$$\frac{d\Psi}{d\varphi} = -\beta F^{1/2}(\zeta, \Psi) \alpha(\varphi),$$

(13)

式中

$$\alpha(\varphi) = \sum_{l=1}^N \tilde{J}_l \sin(l\varphi) \left\{ \sum_{k=1}^N \frac{\beta \tilde{J}_k}{k\pi} [\sin(k\varphi)]k - \varphi \cos(k\varphi) \right\} + 1,$$

$$F(\zeta, \Psi) = \exp(-\pi\alpha\zeta) - (2 + \pi\alpha)\Psi(\zeta) + \pi\alpha(2 + \pi\alpha)\exp(-\pi\alpha\zeta)Q(\zeta),$$

(14)

其中 $\alpha = \lambda_D/\lambda_i$, $\beta = s_0/\lambda_D$, $s_0 = J_1/e\omega n_0$, $\tilde{J}_k = J_k/J_1$. 在方程(14)中,函数 $Q(\zeta)$ 由下面的微分方程确定:

$$\frac{dQ(\zeta)}{d\varphi} = \beta \sin(\varphi) \exp(\pi\alpha\varphi) \Psi(\zeta) F^{1/2}(\zeta, \Psi).$$

(15)

由此可以看出, α 和 β 是确定射频鞘层特性的两个独立参数, α 是表征碰撞效应的参数,而 β 是表征射频电源特性的参数.

3. 放电气压对鞘层特性的影响

在以下的讨论中,以 Dewan 等^[16]的实验为例. 设电极 B 接地,电极 A 上被施加一射频偏压,电极 A 的面积可调,其直径分别为 16, 18 和 20 cm. 电极 B 的面积固定,其直径为 28.5 cm. 两个电极之间的距离为 6 cm. 对于不同的偏压电极 A 的直径,射频电流的幅值 I_k 的取值如表 1 所示. 射频电源的基频率为 $\omega/2\pi = 13.56$ MHz. 选取放电气体为 Ar 气. 等离子体的密度为 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度为 $T_e = 3.5 \text{ eV}$. 很容易估算出:当偏压电极的直径分别为 16, 18 和 20 cm 时,则对应的无量纲电源参数 β 的值分别为 2.38, 2.06 和 1.59. 根据上述等离子体参数和电源参数,数值求解方程(12)–(15),我们可以定量分析碰撞对射频鞘层特性的影响.

表 1 射频电流的幅值

偏压电极 A 的直径/cm	I_1/A	I_2/A	I_3/A	I_4/A	I_5/A
16	9.0797	0.1895	0.1627	0.1062	0.0399
18	9.9394	0.2011	0.1841	0.0491	0.0375
20	9.4951	0.1836	0.1755	0.0557	0.0338

图 2 和图 3 分别显示了放电气压对 A 电极(偏压电极)附近离子动能 $W = mu^2(x)/2$ 和密度 $n_i(x)$ 的影响,其中偏压电极的直径为 18 cm($\beta = 2.06$). 由图 2 可以看出,随着碰撞参数 α 变大,即放电气压升高,则离子的动能变小,这是由于离子与中性粒子碰撞而损失其能量的结果. 另一方面,对于给定的碰撞参数,离子越靠近电极,其能量越大,这是由于鞘层电场加速作用的结果. 相反,离子的密度随气压的增加而增加,见图 3.

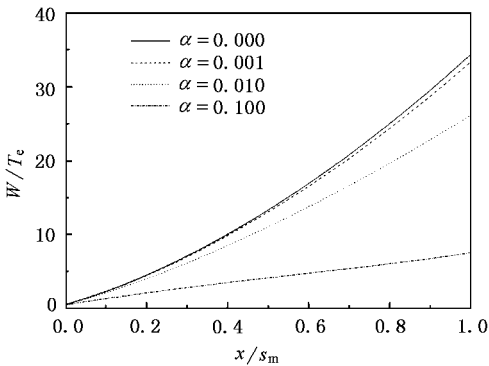


图 2 无量纲化离子动能 W 随不同碰撞参数 α 的空间变化关系($\beta = 2.06$)

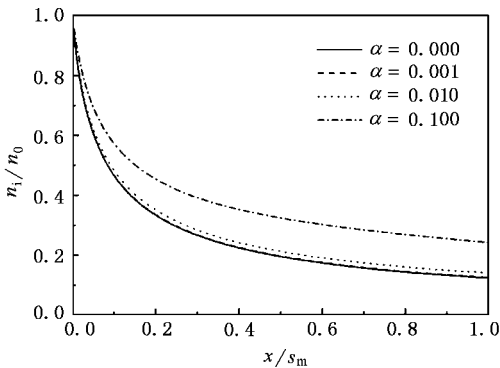


图 3 无量纲化离子密度 $n_i(x)$ 随不同碰撞参数的空间变化曲线($\beta = 2.06$)

图 4 和图 5 分别显示了碰撞参数 α 对电极 A 附近的电子鞘层厚度 $\Delta s(t) = s_m - s(t)$ 和该电极上的电压降 $V_A(t) = \int_{s(t)}^{s_m} E(x,t) dx$ 随时间变化的影响,

这里 s_m 是电子鞘层最大厚度(即当 $\varphi = \pi$ 时, $s_m = x$). 可以看出 随着碰撞参数 α 值的增加, 则瞬时电子鞘层厚度变薄和电极上的电压下降. 另一方面, 电子鞘层厚度和电压均在一个射频周期内作振荡变化, 并且同时达到最小值.

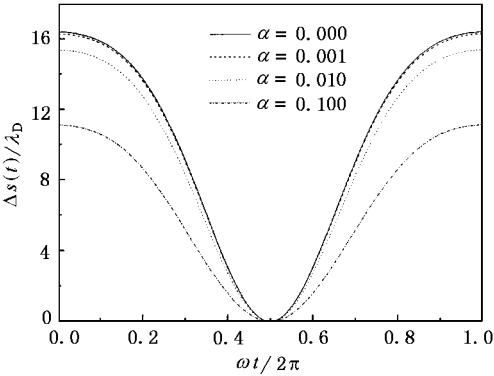


图 4 瞬时鞘层厚度 $\Delta s(t)$ 随不同碰撞参数 α 的变化关系 ($\beta = 2.06$)

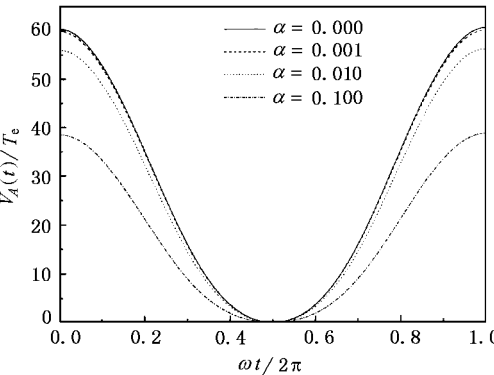


图 5 电极 A 上的瞬时电压随碰撞参数 α 的变化 ($\beta = 2.06$)

图 6 显示了对于不同放电气压两个电极鞘层上的电压之差 $V_{AB} = V_A(t) - V_B(t)$ 随时间的变化, 其中电极 A 的直径为 $d_A = 16\text{ cm}$, 电极 B 的直径为 $d_B = 28.5\text{ cm}$. 可以看出, 对于这种非对称电极的射频放电, 偏压电极(电极 A)上的瞬时电压降明显大于接地电极(电极 B)上的电压降, 即面积大的电极的电压降较小. 随着放电气压的升高, 这种电压之差将变小. 图 7 进一步显示了两个电极上的平均电压降 $U_{AB} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi V_{AB}(t) d\omega t$ 之比随两个电极的面积之比的变化.

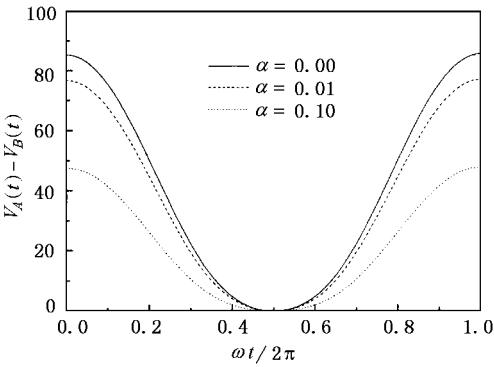


图 6 两个电极上瞬时电压之差随时间的变化关系 ($d_A = 16\text{ cm}$, $d_B = 28.5\text{ cm}$)

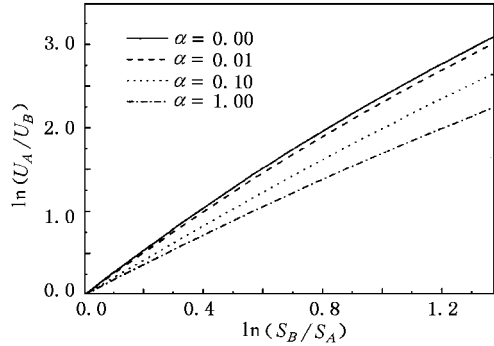


图 7 两个电极的平均电压的比值随两个电极面积之比的变化 ($d_A = 18\text{ cm}$)

4. 结 论

考虑了离子与中性粒子的碰撞效应、偏压电源电流的非正弦性以及两个电极的非对称性, 我们对 Liberman 的射频鞘层模型进行了推广, 得到了一组描述非对称碰撞射频鞘层特性的自洽方程组. 通过数值分析, 发现 (1) 由于离子与中性粒子的碰撞效应, 随着放电气压的升高, 离子在鞘层中的动能变小和密度变大, 电极上的瞬时电压下降, 电子鞘层的瞬时厚度变薄; (2) 由于偏压电极的面积小于接地电极的面积, 使得两个电极附近的射频鞘层是非对称性的, 即偏压电极鞘层上的瞬时电压降大于接地电极鞘层上的瞬时电压降. 同时还显示了两个电极上的平均电压降随着两个电极面积之比的变化关系, 两个电极的面积之比越大, 它们的平均电压降之比也越大.

[1] Liberman M A 1988 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **16** 638

[2] Godyak A V , Sternberg N 1990 *Phys . Rev . A* **42** 2299

[3] Godyak A V , Sternberg N 1990 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **18** 159

[4] Metze A , Emie D W , Oskam H J 1989 *J . Appl . Phys .* **65** 993

[5] Miller P A , Riley M E 1997 *J . Appl . Phys .* **82** 3689

[6] Borning K 1992 *Appl . Phys . Lett .* **60** 1553

[7] Grapperhuas M J , Kusher M J 1997 *J . Appl . Phys .* **81** 569

[8] Edelberg E A , Aydil E S 1999 *J . Appl . Phys .* **86** 4799

[9] Bose D , Govindan T R , Neyyappam M 2000 *J . Appl . Phys .* **87** 7176

[10] Dai Z L , Wang Y N , Ma T C 2002 *Phys . Rev . E* **65** 36403

[11] Dai Z L , Wang Y N , Ma T C 2001 *Acta Phys . Sin .* **50** 2398 (in Chinese)[戴忠玲、王友年、马腾才 2001 物理学报 **50** 2398]

[12] Qiu H T , Wang Y N , Ma T C 2001 *J . Appl . Phys .* **90** 5884

[13] Qiu H T , Wang Y N , Ma T C 2002 *Acta Phys . Sin .* **51** 1332 (in Chinese)[邱华檀、王友年、马腾才 2002 物理学报 **51** 1332]

[14] Kawata H , Kubo K , Murata K 1994 *Jpn . J . Appl . Phys .* **33** 5604

[15] Chandhok M , Grizzle J W 1998 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **26** 181

[16] Dewan M N A , McNally P J , Herbert P A *J . Appl . Phys .* **91** 5604

Collisional effects on characteristics of asymmetric radio-frequency sheaths^{*}

Lu Yan Wang You-Nian

(Department of Physics , Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China)

(Received 18 July 2003 ; revised manuscript received 1 September 2003)

Abstract

For most reactive radio-frequency plasma etching processing , the plasma sheaths near two electrodes are asymmetric due to the powered electrode area being smaller than the grounded electrode area . Taking collisional effects of ions with neutrals in the sheaths into account , a self-consistent dynamic model is proposed here to describe the characteristics of radio-frequency sheaths . Numerical results show the collisional effects on some physical quantities , such as instantaneous voltages on the electrodes , instantaneous thicknesses of the electron sheathes , spatial distributions of the ion density and the electric field in the sheaths , and instantaneous voltage difference between two electrodes .

Keywords : radio-frequency sheaths , asymmetric electrodes , collisional effects , ions

PACC : 5265 , 5240 , 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.19975008) and the Trans-Century Training Program Foundation for the Talents from the Ministry of Education of China .