

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

王丽 温德奇 田崇彪 宋远红 王友年

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

Wang Li Wen De-Qi Tian Chong-Biao Song Yuan-Hong Wang You-Nian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 095214 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210473

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>

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

脉冲射频容性耦合氩等离子体的发射探针诊断

Diagnosis of capacitively coupled plasma driven by pulse-modulated 27.12 MHz by using an emissive probe

物理学报. 2020, 69(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191864>

甚高频激发的容性耦合Ar+O₂等离子体电负特性研究

Electronegativity of capacitively coupled Ar+O₂ plasma excited at very high frequency

物理学报. 2017, 66(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.185202>

相位角对容性耦合电非对称放电特性的影响

Effect of phase angle on plasma characteristics in electrically asymmetric capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(22): 225203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181400>

13.56 MHz/2 MHz柱状感性耦合等离子体参数的对比研究

Experimental investigation of plasma parameters in 13.56 MHz/2 MHz cylindrical inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190071>

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

激光诱导氮气等离子体时间分辨光谱研究及温度和电子密度测量

Time-resolved spectra and measurements of temperature and electron density of laser induced nitrogen plasma

物理学报. 2017, 66(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.095201>

专题: 等离子体物理及其材料处理

容性耦合等离子体中电子加热过程
及放电参数控制*王丽¹⁾²⁾ 温德奇³⁾ 田崇彪¹⁾ 宋远红^{1)†} 王友年¹⁾¹⁾ (大连理工大学物理学院, 大连 116024)²⁾ (德国波鸿鲁尔大学电子工程与信息科学学院, 波鸿 D-44780)³⁾ (美国密歇根州立大学电子与计算机工程学院, 东兰辛 48823)

(2021 年 3 月 11 日收到; 2021 年 4 月 23 日收到修改稿)

容性耦合等离子体放电因在工业界有重要的应用价值而受到广泛关注. 对于容性耦合等离子体放电的研究主要集中于对等离子体参数的控制, 以实现更好的工艺效果, 例如高深宽比刻蚀等. 而关于等离子体参数的调控主要分为气体、腔室以及源这三个方面. 改变这些外部参数, 可以直接影响鞘层的动力学过程以及带电粒子的加热过程, 进而实现对电子和离子能量、通量, 等离子体均匀性, 中性基团的密度等的控制, 最终提高工艺质量和生产效率. 本文梳理了近些年容性耦合等离子体研究的几个主要方向, 尤其对等离子体放电中非常基础且重要的电子加热动力学问题进行了详尽的讨论, 并重点介绍了一些通过外部放电参数调控容性耦合等离子体放电的手段和相关的研究热点.

关键词: 容性耦合等离子体, 电子加热机制, 电子动力学, 模拟方法和实验诊断**PACS:** 52.65.-y, 52.65.Rr, 52.50.Dg, 52.80.Pi**DOI:** 10.7498/aps.70.20210473

1 引言

半导体芯片制造过程中, 至少有三分之一的工序用到了等离子体技术, 与其他的等离子体源相比, 容性耦合等离子体源 (capacitively coupled plasma, CCP) 具有腔室结构简单, 能够产生大面积均匀等离子体的优势, 因而被广泛应用于刻蚀、薄膜沉积与溅射等工艺中^[1,2]. 如图 1 和图 2 显示出了与 CCP 放电有关的一些重点内容. 不同的等离子体工艺往往对等离子体参数有不同的要求, 例如等离子体薄膜沉积一般需要较低的离子轰击能量 (几十电子伏), 过高的离子能量可能会造成薄膜表面的损伤; 而在等离子体刻蚀和溅射的工艺中, 一般要求较高的离子能量. 在工业界普遍要求的高

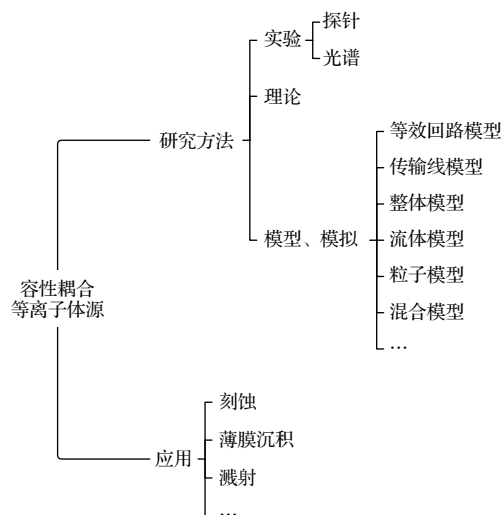


图 1 容性耦合等离子体源重点内容结构图

Fig. 1. Important elements related to capacitively coupled plasma source.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12020101005, 11975067) 和国家留学基金管理委员会 (批准号: 201906060024) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: songyh@dlut.edu.cn

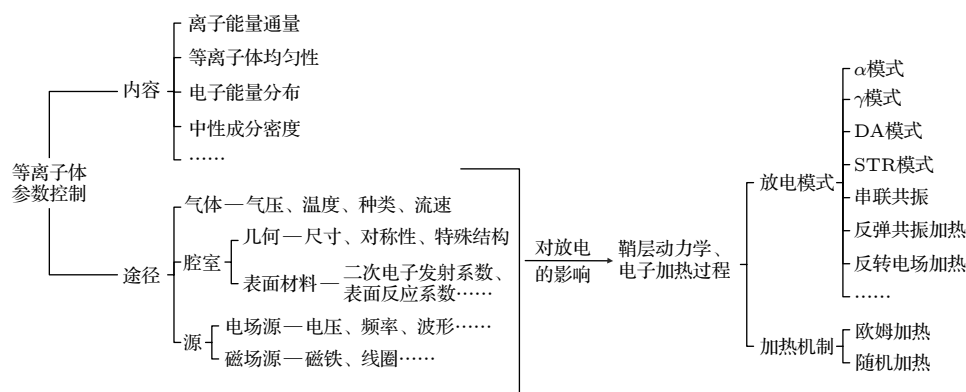


图2 CCP放电中等离子体参数控制重点内容结构图

Fig. 2. Important elements related to plasma parameter control in CCP discharge.

纵宽比刻蚀工艺中, 离子能量往往需要达到几百上千电子伏, 才能很好地实现离子对刻蚀槽底部的轰击. 然而, 大量的正电荷在刻蚀槽底部的积累会造成正电荷充电效应, 从而造成旁刻等问题. 近几年来, 一些研究者提出了运用放电产生的高能电子打到刻蚀槽的底部的方法来中和正电荷, 从而使刻蚀维持更长的时间且得到更好的刻蚀槽形貌. 这就需要对电子轰击到基板上的能量分布进行调控. 此外, 薄膜沉积、溅射和刻蚀等工艺往往要求比较高的离子通量, 因此要求放电中产生高密度的等离子体, 并保持较好的放电均匀性, 以提高工艺效率, 并达到大面积处理的目的.

为了实现上述要求, 研究者们通过理论分析、实验诊断、建立模型和数值模拟等方法对等离子体放电过程进行了细致的研究, 以期找到更好的方式来实现对等离子体参数的控制, 包括调控离子通量和能量、电子能量分布、等离子体均匀性, 以及放电中产生的某些特定的中性成分的密度等. 相应的调控主要从气体、腔室以及驱动电源等三个方面展开. 对气体的调控主要包括气体种类、组分、气压、温度和进气气流等. 对放电腔室而言, 改变腔室的尺寸、几何对称性、表面材料以及设置一些特殊的结构等都会对放电产生很大影响. 例如, 表面材料可以很大程度上影响带电粒子轰击到表面诱导的二次电子发射过程, 所产生的二次电子在鞘层电场中可以获得很高的能量, 进而影响电离等过程^[3,4]. 对于源的控制, 目前绝大多数的研究主要集中于功率源, 包括改变电源功率大小、频率和波形等, 例如近些年广泛研究的裁剪波形, 通过多个谐波的叠加形成特定的驱动源波形, 来优化等离子体放电. 调节波形可很好地控制鞘层动力学过程和放电

的对称性, 从而实现对带电粒子通量和能量的调控^[5-9]. 近些年来, 很多研究者把关注点放到磁控CCP上^[10-13], 通过在一侧极板附近放置磁铁等方式, 可以对等离子体施加外界磁场. 通常来说, 由于电子质量小, 较容易被磁化, 而离子不易被磁化. 磁化的电子在容性放电的电场中, 运动轨迹会发生很大的改变. 通过调控磁场的大小和均匀性等方式, 可以控制电子加热过程, 从而获得更好的等离子体参数^[14-16]. 本质上, 这些外界参数的改变实际上在改变鞘层动力学过程, 以及电子和离子的加热过程. 最终的等离子体参数, 如带电粒子密度、轰击极板的能量、径向均匀性、化学反应所产生的某些中性成分的密度等均为这些过程的产物. 因此, 很好理解放电中鞘层动力学以及带电粒子尤其是电子的加热机制等, 便可以更清晰地找到控制等离子体参数的方法. 近些年关于低气压容性耦合等离子体放电的研究大多基于此展开^[7,9,15,17-22].

容性耦合等离子体放电的研究虽然整体脉络比较清晰, 但是每一个分支, 比如对各种外部参数的调控, 又都涉及到一系列相对复杂的物理和工艺过程. 比如对于驱动电源波形的调控, 就涉及到波形的设计和稳定性等实际工艺问题. 不同的裁剪波形具有不同的优势, 实现这些复杂的波形要涉及到功率匹配等问题^[23-25], 这些都是CCP放电重要的研究方向. 本文选取一些CCP放电中较为常见、能够显著影响等离子体特性的现象, 以及相对容易地控制等离子体参数的方法, 结合近些年研究者们普遍关注的热点问题进行讨论. 文章的结构如下: 第二部分介绍CCP放电的主要研究方法及各种方法的优势; 第三部分介绍CCP放电中的电子加热过程, 包括电子加热的机制以及常见放电模式等;

第四部分介绍调控等离子体放电的方法, 包括裁剪波形放电、表面材料及二次电子发射、以及磁化容性耦合等离子体等; 最后对本文内容进行总结.

2 CCP 放电研究方法概述

2.1 CCP 放电基本结构

图 3(a) 和图 3(b) 是两种典型的 CCP 放电结构示意图, 即几何对称和非对称结构的放电. 这两种放电结构都呈现“鞘层-等离子体-鞘层”的“三明治”结构. 一个电极经匹配网络与电源相连接, 另一个电极接地, 整个腔室采用金属罩进行屏蔽. 原料气体通过“淋浴喷头”式的电极表面均匀地泵入放电腔室中. 在电极对称的单频 CCP 中, 电极上的驱动电压波形在时间上是对称的, 电流通过下电极直接流到上电极, 流到侧壁的电非常小, 因此, 鞘层厚度和鞘层电压降是对称的, 且流经鞘层的电流密度是相同的, 不会在任何的电极上形成偏压. 对于几何非对称的 CCP 放电 (图 3(b)), 由于一侧电极面积比另一侧电极面积小, 为保持总电流守恒, 流经下电极的电流密度较大, 这样在下电极表面的电荷密度要更大, 较强的空间电荷效应导致了较厚的鞘层, 并且形成负的直流偏压, 即下电极的时间平均鞘层电压降比上电极的鞘层电压降大. 这种直流自偏压有助于增强离子轰击表面的能量, 从而调节刻蚀工艺. 通常情况下, 等离子体输运到侧壁和电极上会被吸收, 形成外电路中的电流. 以电正性气体为例, 在主等离子体区, 等离子体损失主要通过径向和轴向进行扩散 (气体的复合反应占比很低, 可忽略), 因此, 放电中心区形成“等离子体源”, 而侧壁和电极类似于“汇”, 这样等离子体

在放电中心的密度高于侧壁鞘层边缘处的密度 (径向), 且主等离子体密度高于电极鞘层区边缘的密度 (轴向).

然而, 不同外界参数下, CCP 放电可能有别于以上基本的物理图像. 为了研究具体外界条件下 CCP 放电的各个等离子体参数, 需要用到数值模拟和实验诊断方法.

2.2 数值模拟和理论模型

理论上, 完整、准确地描述等离子体放电状态需要求解位置、速度空间和时间七个维度上的玻尔兹曼方程 [26]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f + \frac{F}{m} \cdot \nabla_v f = \frac{\partial f}{\partial t} \bigg|_c, \quad (1)$$

其中, $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$ 表示等离子体在位置 (x, y, z) 、速度 (v_x, v_y, v_z) 和时刻 t 处的分布函数; F 是等离子体中粒子受力, 包括外部施加的和等离子体电流和空间电荷分布产生的电磁力、重力等. 右端项是粒子之间的碰撞对分布函数的影响, 对于维持等离子体放电至关重要, 因为 CCP 放电中能量从电磁场中转移到等离子体中主要是通过碰撞完成的. 值得注意的是, 波-粒子相互作用的朗道阻尼也会加热电子, 该效应在 CCP 放电中可以忽略, 因此不做过多讨论. 在通常的 CCP 放电中, 等离子体密度是 $10^{15} \sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 粒子碰撞的时间尺度远远小于等离子体在场的作用下输运的特征时间尺度, 并且碰撞过程依赖于粒子能量和速度方向, 因此大大增加了理论上耦合碰撞项的难度. 在实际理论研究处理中, 往往需要对碰撞进行简化处理, 而在大规模数值模拟中则借助于粒子蒙特卡罗模拟 (见后文) 来具体描述粒子碰撞.

2.2.1 流体模拟

将速度的零次、一次方和二次方分别乘以方程 (1) 并且在速度空间进行积分, 则分别得到玻尔兹曼方程的各阶矩方程, 即空间和时间依赖的流体方程组, 包括粒子数密度平衡方程、动量平衡方程和能量平衡方程. 如果带电粒子由于频繁碰撞而处于热力学平衡的状态, 则此类粒子的速率分布函数是麦克斯韦分布. 这样, 碰撞截面和速率分布函数已知条件下, 对其进行积分, 最终可以得到与各种碰撞对应的速率系数 [5]. 对于电子与中性成分的碰撞, 速率系数通常是电子温度的函数, 而离子与中

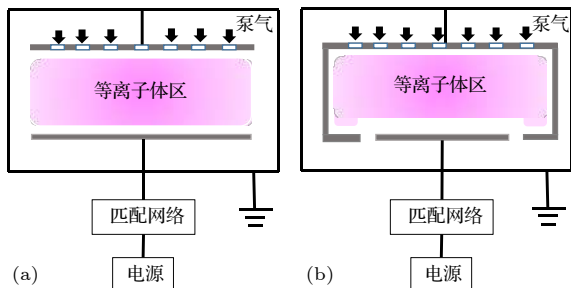


图 3 (a) 几何对称 CCP 放电腔室结构; (b) 几何非对称 CCP 放电腔室结构

Fig. 3. (a) Schematics of geometrically symmetric CCP discharge; (b) schematics of geometrically asymmetric CCP discharge.

性成分的碰撞通常是常数或者离子温度的函数, 从而使得对于流体力学方程组的求解变得可行.

在典型的容性耦合等离子体放电中, 电子由于其质量小, 因此更容易从电磁场中吸收能量, 从而保持较高的动能和温度 (随机热运动的能量, 即扣除定向移动的能量). 因此对于电子, 研究者通常求解连续性方程和能量平衡方程. 对于动量平衡方程则忽略电子惯性项, 采用漂移扩散近似, 即电子的通量直接表达成电子压强梯度下的扩散项和电场作用下的迁移项之和. 值得注意的是, 由于容性耦合等离子体电离度很低, 表现出各向同性的性质, 因此压强梯度是电子温度的线性函数, 即 $p = nkT$, 这里 n 是电子密度, k 是玻尔兹曼常数, T 是电子热力学温度. 对于高电离度或者磁化的等离子体, 气压张量通常是一个三维矩阵, 对角项不能被简化. 离子质量较大, 不易被加速, 与中性成分碰撞截面较大, 因此在主体区, 电场较弱, 离子与背景气体之间存在着更为频繁的能量交换, 导致离子温度远低于电子温度, 而接近背景气体温度. 在鞘层中, 电场较强, 离子温度高于背景气体温度. 也正是由于离子质量较大, 离子的惯性不能被忽略, 因此离子通量和密度的确定需要求解连续性方程和完整的动量平衡方程.

流体力学模拟需要求解特定边界条件下封闭的偏微分方程组, 可以采用有限差分、有限体积和有限元法 [27–29]. 有限差分法需要对偏微分方程组进行空间和时间离散, 而有限体积法是先在一个离散的体积元内对物理量进行积分, 然后再求解离散的方程组. 这两种方法通常在正交网格上进行求解, 因此这也决定了这两种方法大多应用于规则几何结构的容性耦合等离子体源, 如柱形或者矩形. 对于复杂几何腔室下的放电, 需要有限元法, 如商业软件 COMSOL [30].

流体模拟计算速度相对较快, 因此通常在二维空间进行模拟, 并且已经被证明可以给出合理的等离子体密度轮廓和电子温度分布 [31]. 但是, 如上所述, 纯流体力学模拟需要进行多种假设, 从而使得纯流体模拟并不能准确地给出容性耦合放电的各种物理现象. 例如电子能量分布假设为麦克斯韦分布, 然而实际容性放电中, 电子能量分布存在少部分的高能尾 (分布函数偏离麦克斯韦分布), 恰恰是这些少量的高能电子, 其能量高于气体电离碰撞阈值, 从而维持等离子体放电. 为克服这一困难, 研

究者开发了混合模拟方法, 即采用蒙特卡罗方法追踪电子在电场作用下的加速和与其他成分的碰撞, 得到较为准确的电子能量分布函数和复杂的化学反应过程 [32]. 再如, 纯流体模拟中, 忽略了电子惯性项, 从而使得和电子惯性相关的物理现象很难被研究, 比如串联共振现象 (具体见后文) 和部分场反转现象 [33–36]. 此外, 面向半导体刻蚀工艺的容性等离子体源, 其气压通常为几十 mTorr (1 Torr = 1.33322×10^2 Pa), 电子的非局域动力学效应非常显著, 甚至表面发射的二次电子 (具体见后文) 呈现出弹道效应 [37–39], 这也使得流体力学模拟存在着一定的不足, 需要由其他模拟方法弥补.

2.2.2 PIC/MCC 模拟

不同于流体模拟, 质点网格/蒙特卡罗碰撞模拟 (particle-in-cell and Monte-Carlo collision, PIC/MCC) 方法直接追踪大量的粒子, 并且能够相对准确地描述带电粒子和中性成分之间的碰撞 [40–43]. 为减少计算量, 采用宏粒子来代表 N 个真实粒子. 宏粒子的质量和电荷都是真实粒子的 N 倍, 保持荷质比和真实粒子相同. 在非相对论牛顿力学框架下, 电磁场作用下的宏粒子运动与真实粒子的运动一致.

PIC/MCC 模拟的流程如图 4 所示, 在一个时间步 Δt 内, 主要包括几个模块: 首先, 带电粒子在电场或磁场作用下运动, 即更新粒子的速度和位置. 此时, 部分粒子由于超出模拟域, 将会被边界吸收, 并可能造成二次电子发射. 对于介质边界带电粒子会积累在边界上, 形成的静电场会影响放电. 在等离子体区的带电粒子与中性成分发生碰撞, 包括电子与中性成分之间的弹性和非弹碰撞、离子与中性成分之间的各向同性弹性散射和向后散射 [44] (注: 这两种散射已取代过去常采用的弹性碰撞和电荷交换碰撞)、以及电负性气体中正负带电粒子的复合反应等. 在带电粒子与中性气体碰撞

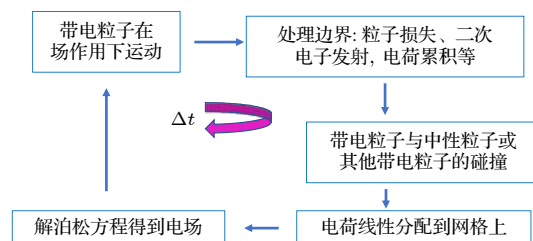


图 4 PIC/MCC 模拟流程图

Fig. 4. Flow chart of the PIC/MCC simulation.

后, 其动量和能量会发生转移, 因此速度会再次更新. 接下来, 将带电粒子的电荷分配到网格上形成离散的电荷密度分布, 从而可以求解泊松方程或者电场的分布. 最后, 在场作用下, 带电粒子再次被推动. 此过程不断进行, 直到达到稳态, 即各个物理量周期性重复.

根据以上流程可以看出, 粒子模拟方法假设很少, 可以给出方程 (1) 的准确解. 对于低电离度的容性耦合等离子体放电, 粒子模拟方法对于模拟各种动力学效应具有优势.

由于粒子蒙特卡罗模拟需要追踪大量的带电粒子, 需要的计算量会很大. 并且, 为了防止数值加热并能准确的分辨物理过程, 时间步长 Δt 和空间步长 Δx 需要满足以下条件^[40], 即:

$$\Delta x < \lambda_D, \quad (2)$$

$$\Delta t \cdot \omega_{pe} < 0.2, \quad (3)$$

$$\max(v_t) \Delta t < \Delta x, \quad (4)$$

其中 v_t 是粒子运动度, ω_{pe} 为电子等离子体频率. 此外为了在碰撞过程中有较好的统计效果, 实际模拟中一个网格内的宏粒子数一般要高于 50—100. 以上条件的制约使得粒子模拟非常耗时, 因此大部分粒子模拟的课题组都采用一维模拟对 CCP 放电进行机理性研究^[45–51]. 如在后文将要介绍的裁剪电压波形对电子加热的影响、磁化 CCP、条纹放电模式等. 对于需要考虑等离子体径向运输的物理问题, 如腔室几何效应^[52,53]、静电波和电磁波的径向传播、等离子体均匀性^[54–57]等, 则需要二维模拟. 根据作者的模拟经验, 针对低气压 (低于 100 mTorr) 简单化学反应的氩气 CCP 放电, 一维 (one dimensional, 1D) 模拟大约需要 1—2 天^[17,58], 柱坐标小腔室 (10 cm 腔室半径, 2 cm 电极间距)、低密度 (10^{15} — 10^{16} m⁻³) 的串行二维 (two dimensional, 2D) 模拟需要 1—2 周^[18], 针对略大一些腔室结构 (12 cm 腔室半径, 6.7 cm 电极间距), 基于 GPU 的 2D 并行 PIC/MCC 模拟同样需要 10 天左右^[19,59]. 对于复杂化学反应的电负性气体放电, 需要追踪的带电粒子种类将会多于两种, 并且碰撞过程更加复杂, 因此计算量和耗时更大. 由于巨大的计算量, 目前三维 PIC/MCC 模拟以及针对复杂气体的 2D PIC/MCC 模拟均较为少见.

将不同的模型和模拟方法进行比较, PIC/MCC 模拟显然能够更准确地描述 CCP 放电中的物理过

程, 给出更精确的模拟结果. 然而显而易见的是, PIC/MCC 方法也是最“昂贵”的, 尤其是多维的模拟, 往往耗时较多, 且对计算机要求较高. 近些年来研究者们针对 PIC/MCC 模拟方法不断进行开发和提升, 以期缩短 PIC/MCC 模拟时间并实现多维的模拟. 例如匈牙利 Donkó 课题组的 Hartmann 等^[3,59] 开发的基于 GPU 的 2D PIC/MCC 模型等. 除此之外, 采用不等权重、较大的离子时间步长, 以及对程序进行并行化等均可实现对 PIC/MCC 模型的加速^[60]. 相信随着计算机性能的提高, 三维及复杂气体的多维 PIC/MCC 模拟也将逐步实现.

为了更方便地维护和升级程序, 开发面向对象的 PIC/MCC 程序也是很重要的, 即不同功能设计成一个特定的类封装起来. 当需要考虑新的物理过程时, 只需要设计新的类. 比如针对化学反应过程设计特定类来管理, 则很容易将惰性气体的程序扩展到复杂反应的气体, 而不需要对程序进行大的改动^[60,61].

2.2.3 理论模型

除数值模拟外, 理论建模也是研究和理解 CCP 放电的重要手段. 针对不同物理问题建立的理论模型有很多, 其目的在于深刻理解 CCP 放电中各种物理过程的本质. 这里仅简单介绍两种, 即等效回路模型和整体模型. 更复杂和精确的模型可以参考具体物理问题的文献. 整个 CCP 放电是依赖于空间和时间的复杂系统, 在理论建模时不可避免地进行一些假设. 例如, 在射频 CCP 的鞘层中离子密度会下降, 而电子密度会伴随鞘层的塌缩和扩张而快速振荡. 这一复杂的过程在最简化的均匀鞘层模型中, 离子密度被假设为空间均匀的, 而电子密度在鞘层内突然降为零. 这样, 在鞘层中几乎只有位移电流, 从而可以将鞘层等效成电容^[1]. 在等离子体主体区, 电子与中性气体通过碰撞导致动量转移, 这种碰撞效应等效成电阻, 而电子的惯性等效成电感. 因此, CCP 放电可以用一个简化的等效回路来描述. 这种模型虽然简单, 但应用很广. 例如, 深刻地揭示了 CCP 放电中一些非线性谐波的产生, 如串联共振的激励^[33]. 此外, 由于等效回路中各个电学元件可以用等离子体参量 (如电子密度和电子温度等) 来表达, 这样等效回路中电阻两端的电压和流过回路的电流可以表达为等离子体物理量的函数, 从而近似估计出等离子体沉积功率^[62].

最后考虑带电粒子产生和损失平衡、功率的吸收和损失平衡, 即整体模型, 可快速估计 CCP 放电中等离子体密度和电子温度. 理论和数值计算结果是否可靠, 需要实验诊断来验证.

2.3 实验诊断

实验诊断既可以发现容性放电中新的现象, 如 CF_4 气体中条纹放电结构^[49], 也可以证实模拟和模型预言, 如 Drift-Ambip (DA) 电子加热模式的存在^[46]. 因此, 实验是研究等离子体放电的另一种重要手段. 在低气压 CCP 放电中, 主要通过实验测量等离子体密度、电子温度、电子能量概率分布函数、电子激发率和电磁场等^[63]. 其中等离子体密度、电子温度和电子能量分布函数的测量主要通过探针来完成, 例如采用简单的 Langmuir 探针, 通过调节施加在探针上的偏压大小, 测量探针上的电流, 就可以得到伏安特性曲线, 通过其上的饱和电子流和离子流就可以分别得到等离子体密度和电子温度. 另外, 电流对电压的二阶导函数可以获得等离子体的电子能量分布函数. 对于反应性气体放电, Langmuir 探针测量到的电流中将包含负离子, 这将导致测量的电子密度不准, 此时需要采用微波共振探针测量电子密度. 往往探针有一定的体积, 对等离子体放电有影响. 另外, 高次谐波的存在也会对探针的测量造成射频干扰. 因此探针的使用有一定的局限性.

除探针外, 采用光谱法也可以测量电子激发率等特定的物理量^[64–66], 我们知道, 电子围绕原子核运动时, 其能级只能是一系列分立的特定值. 在容性耦合等离子体放电中, 高能电子与中性成分碰撞损失能量, 而原子会被激发, 从而产生处于各个能级的激发态. 这些激发态原子或分子在退激发时, 将会发射特定波长的光. 因此通过搜集光子可知道激发态原子的退激发行为, 从而获得电子的动力学信息. 这种发射光谱测量法是容性耦合等离子体中分析电子加热动力学最常用的方法. 此外, 吸收光谱法和激光诱导荧光法有时也会用来测定某些特定物质的绝对密度.

3 电子加热动力学

3.1 欧姆加热和随机加热

电子加热过程即电源功率通过电子被等离子

体吸收的过程, 是容性耦合等离子体放电中最基本的物理过程. 虽然离子通过鞘层被加速并轰击到电极或侧壁上也会损失一部分能量, 但大多情况下, 离子与中性碰撞产生的电离对维持等离子体放电的影响很小, 因此研究者主要关注电子加热机理. 值得注意的是, 电子加热并不是专指电子动能的提高, CCP 中的“电子加热”通常指电子在等离子体中的功率吸收.

在早期的研究中, 电子加热过程主要分为两类, 即欧姆加热和随机加热 (即无碰撞加热)^[67–70]. 欧姆加热是指电子与中性粒子在碰撞过程中, 电子将动量持续地转移给中性粒子, 导致电子流和射频电场相位不同步, 产生功率吸收. 这种加热主要发生在主等离子体区且与碰撞过程直接相关. 但是, 在低气压下, 背景气体的数密度很低, 导致电子和中性粒子的碰撞频率很低, 因此通过碰撞产生的电子功率吸收很少. 实验中发现, 此时电子的功率吸收被认为源于电子与鞘层的相互作用, 即经典的 Hard Wall 模型^[71]. 电子与扩张的鞘层相互作用, 类似于小质量的硬球与质量无限大的墙壁相撞, 在相对运动 (鞘层扩张) 时小球 (电子) 从墙壁 (鞘层) 中获得能量; 当小球 (电子) 与墙壁 (鞘层) 相向运动 (鞘层收缩) 时, 往往损失能量. 电子与鞘层电场之间随机化的相位差, 造成另一种净能量吸收. 这种随机加热机制在很长一段时间内被认为是低气压电子加热的主要机制.

以上的基于 Hard Wall 模型的随机加热假设鞘层是一个质量无限大的边界, 并且在鞘层内部没有电子. 然而, 真实放电中, 在鞘层边缘, 电子密度迅速下降, 这样电子密度和电子温度 (总电子动能扣除定向运动的能量) 存在明显的梯度. 因此近几年, Schulze 等^[72,73] 提出, 鞘层边缘的电子密度和温度梯度的变化导致双极扩散场在鞘层扩张时大于鞘层塌缩时, 因此电子在鞘层扩张时吸收的功率 (正值) 比鞘层塌缩时损失的功率绝对值 (负值) 大, 最终造成低气压下的净电子功率吸收. 这种机制也被基于 PIC/MCC 模拟的玻尔兹曼分析法所验证^[74]. 因此, 气压加热 (也即无碰撞加热) 在近几年也被认为是低气压下电子加热的主要机制, 是随机加热的重要补充.

此外, 由于真实的 CCP 腔室通常有两个电极, 因此电子除了可以被单侧鞘层加热外, 还可以在两个鞘层之间反复运动, 并被持续加热. 具体的物理

图像为, 当电子被扩张的一侧鞘层加热后, 朝对面电极运动, 如果在到达对面鞘层时, 刚好此鞘层也处于扩张相位, 则电子再一次被加热. 这个过程反复进行, 直至电子能量足够高, 克服鞘层的势垒从而损失在电极上, 或者与中性气体碰撞, 造成激发或电离. 这种加热机制被称为反弹共振加热. 可以看出, 这种加热机制的存在对放电条件有一定要求, 即电子从一侧鞘层运动到另一侧鞘层的时间需要为半个射频周期或者半个周期的整数倍^[50].

欧姆加热及随机加热是 CCP 放电中基础的物理过程, 随着对 CCP 放电研究的深入, 研究者们对电子的加热机制也进行了更深入的解读^[75,76], 理解这些加热机制对于进一步研究和理解 CCP 放电具有重要意义.

3.2 几种典型的放电模式

根据电子加热机理和放电特性的不同, 容性耦合等离子体放电中具体命名了几种常见的放电模式. 其中, 自由电子与扩张的鞘层相互作用所产生的电子功率吸收被定义为 α -模式^[77]. 当放电中极板表面有二次电子发射时, 新发射的二次电子可以被鞘层中的电场加热到很高的能量, 进而与中性粒子发生电离碰撞. 这样, 由二次电子加热所主导的放电被定义为 γ -模式^[78], 其主要发生在高压、高放电电压的情况下. 在强电负性气体放电中, 研究者们还报道了 DA 模式^[46], 如图 5(c) 中, Liu 等^[79]给出了强电负性 CF_4 放电中电子密度的时空分布图像, 在这种情况下主等离子体区的电子密度非常低, 导致体区的导电性很低 (载流子少), 体区漂移电场很强. 此外, 电子密度在鞘层边缘位置形成峰值, 且电子密度在等离子体区一侧的梯度很高,

从而在该位置形成了一个很强的双极扩散场, 如图 5(b) 所示. 与电正性气体放电中鞘层边缘所形成的双极扩散场不同, 该电场加速电子向极板运动. 在强电负性气体 DA 模式放电中, 电子功率吸收主要发生在体区的漂移电场和鞘层边缘的双极扩散场中. 除 DA 加热模式之外, Liu 等^[49]报道了强电负性气体中的条纹模式 (STR 模式): 在一些放电条件下, 电子、离子密度呈梳状分布, 电场、电离速率等时空分布图像呈条纹状分布. 图 6 给出了 CF_4 放电中实验测量的电子碰撞激发速率以及 PIC/MCC 模拟中得到的电离速率的时空分布图像, 可以观察到清晰的条纹结构. 关于电负性气体中条纹的产生, 有两个条件是不可缺少的. 首先, 与 DA 模式类似, 等离子体区的电场起到很重要的作用, 这依赖于很低的电子密度和很高的电负性; 其次, 离子的等离子体频率要接近或者大于射频频率, 这样, 离子就能感应射频场从而产生振荡. 当同时满足两个条件时, 在外加射频电源的作用下, 正负离子会不停地向相反的方向来回振荡, 从而出现电荷分离并因此在等离子体内部产生一个电场, 电子可以在体区电场的作用下被加速, 当电子的能量达到电离阈值的时候就会发生电离. 如果在正负离子密度峰值的位置通过电离碰撞等产生的离子和通过复合反应等损失掉的离子达到平衡, 条纹就可以稳定存在了.

由于不同的放电模式依赖于不同的放电参数, 因此当外界放电参数, 例如气压、电压幅值和波形、腔室表面材料等发生变化时, 便会导致放电模式的转变. 如图 7 所示^[80], 在 PIC 模拟氧气放电中, 不考虑二次电子发射系数时, 电子吸收功率的时空分布图像中出现了显著的条纹结构, 电离主要

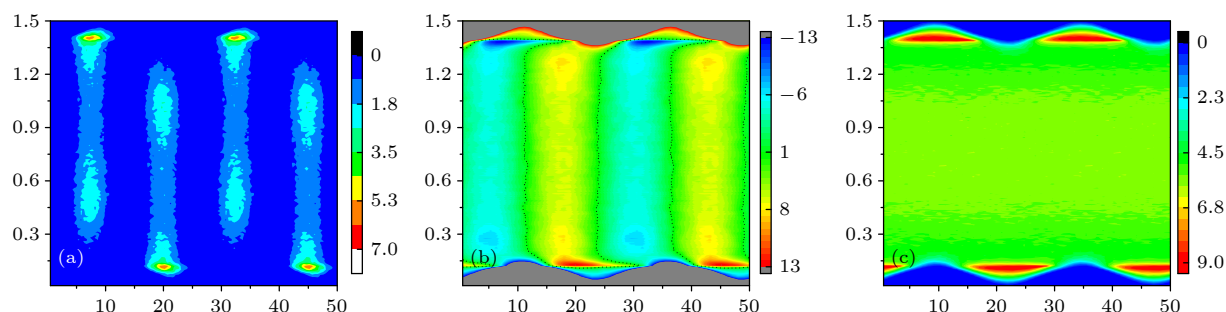


图 5 (a) 时空分布的电子碰撞电离图; (b) 电场图; (c) 电子密度图. 放电条件: 四氟化碳气体, $L = 1.5$ cm, $P = 90$ Pa, $f = 40$ MHz, 功率 20 W, 单频波^[79]

Fig. 5. Spatio-temporal plots of the ionization rate (a), electric field (b) and electron density (c). The discharge conditions are: CF_4 gas, $L = 1.5$ cm, $P = 90$ Pa, $f = 40$ MHz, single frequency voltage waveform with a power 20 W^[79].

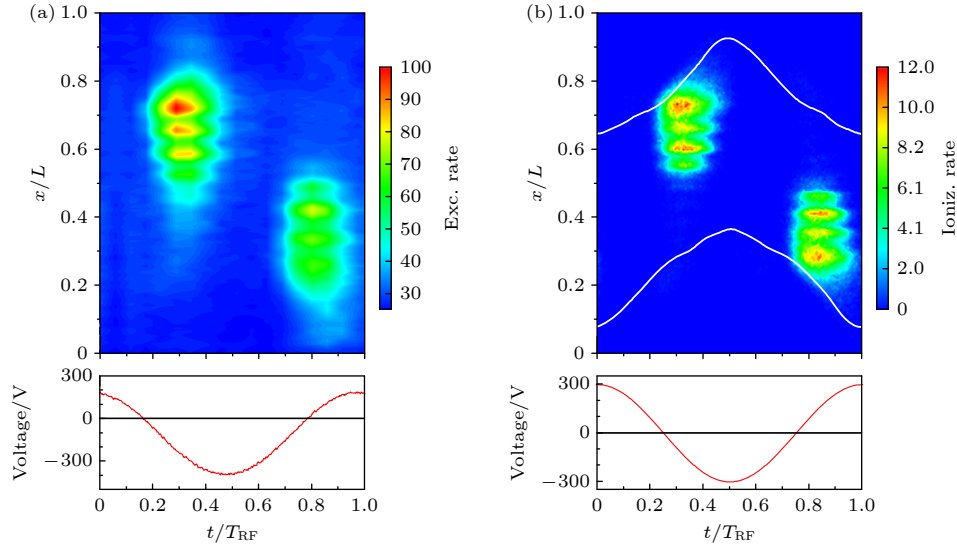


图 6 (a) CF_4 放电中, 实验测得电子碰撞激发速率的时空分布图; (b) PIC/MCC 模拟的电子碰撞电离速率时空分布图. 放电条件: $L = 1.5$ cm, $P = 100$ Pa, $f = 8$ MHz, $V_0 = 300$ V^[49]

Fig. 6. (a) Spatio-temporal plots of the excitation rate from experiment; (b) ionization rate from PIC/MCC simulations. The discharge conditions: CF_4 gas, $L = 1.5$ cm, $P = 100$ Pa, $f = 8$ MHz, $V_0 = 300$ V^[49].

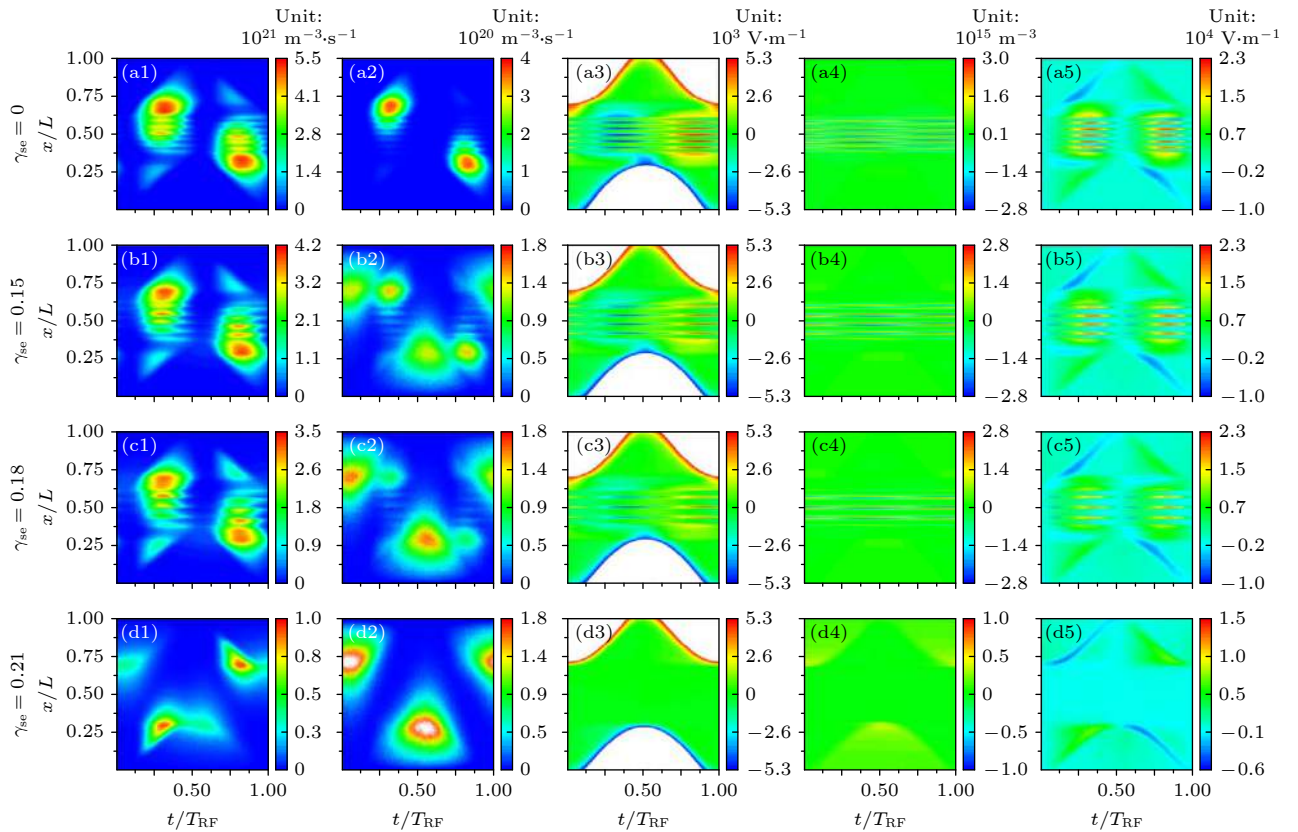


图 7 时空分布的电子碰撞解离速率图 (第一列); 电子碰撞电离速率图 (第二列); 电场图 (第三列); 净电荷密度图 (第四列) 和电子吸收功率图 (第五列); 放电条件: 氧气, $L = 3$ cm, $P = 40$ Pa, $f = 6$ MHz, $V_0 = 200$ V^[80]

Fig. 7. Spatio-temporal plots of the dissociation rate (first column), ionization rate (second column), electric field (third column), charge density (fourth column), and electron power absorption rate (fifth column). The discharge conditions: oxygen gas, $L = 3$ cm, $P = 40$ Pa, $f = 6$ MHz, $V_0 = 200$ V^[80].

发生在等离子体区, 此时的放电为 STR 模式. 随着极板表面离子诱导二次电子发射系数的升高, 条

纹间距逐渐增大. 在电离率的图像中, 除了体区条纹状的结构外, 鞘层内由于二次电子所造成的电离

也变得非常显著. 当二次电子发射系数为 0.21 时, 等离子体区的条纹结构消失, 电离主要发生在鞘层内, 此时的放电模式为 γ -模式. 因此在该放电条件下, 增大腔室表面的二次电子发射系数可以导致电子加热由条纹模式向 γ -模式转变. 其他放电条件的改变也会诱导放电模式的变化.

电子在 CCP 放电中的加热过程及不同的放电模式会直接影响带电粒子在基片表面的通量能量分布、中性成分的产生等等离子体工艺中最关心的物理参数. 因此, 正确理解并深入研究上述常见放电模式及其随放电条件的变化, 以及不同放电模式下等离子体的参数特性能够帮助我们更好地调控放电状态, 进而提高工艺效率和效果.

3.3 串联共振现象和反转电场

除了上述电子加热模式之外, CCP 放电中还有一些常见的现象会对电子加热过程产生重要影响, 例如串联共振现象以及鞘层塌缩位置出现的电场反转等. 其中, 串联共振现象是等离子体区与鞘层之间的一种随时间变化的非线性相互作用. Czarnetzki 等 [33] 运用等效回路模型对串联共振现象进行了研究, 他们发现, 在非对称的放电 (包括几何非对称、电非对称等) 中, 鞘层中电压和电荷呈非线性关系, 这是激励起串联共振的主要原因, 运用等效回路模型, 串联共振的角频率可以被给出: $\omega_{\text{psr}} = \omega_{\text{pe}} \sqrt{s/l}$, l 为等离子体区长度, s 为鞘层厚度. 因此, 改变放电中的这些参数, 等离子体串联共振频率便会随之发生变化. 此外, 串联共振只会在较低的气压下被激励起来; 在高气压下, 剧烈的碰撞会使得串联共振很快衰减消失, 其衰减的特征时间正比于 $2/v_{\text{en}}$, v_{en} 是电子和中性粒子的有效碰撞频率 [35].

串联共振现象最早是在几何非对称放电中被发现并研究的, 在电非对称效应被提出之后, 串联共振现象在几何对称而电非对称放电中也被发现, 研究者对此做了大量的研究 [81–83]. 近些年来, 波鸿鲁尔大学等的一些学者通过 PIC/MCC 模拟对串联共振现象的动力学过程进行了研究 [36,51,84,85], 他们发现在鞘层快速扩张的过程中, 最接近鞘层位置的电子会被迅速加速跑向等离子体区, 从而使鞘层边缘附近出现净余正电荷并产生了局域的电场. 在该电场的作用下, 附近的冷电子会被加速聚集到鞘层附近, 而鞘层的继续扩张会使得该部分电子再次获得很高的能量并打向等离子体区. 因此, 串联共振的发生会诱导鞘层扩张过程中出现多束高能电子束, 这些高能电子可以传播到等离子体区并造成大量的电离, 从而使等离子体密度得到很大提升 [51,86]. 例如在对高斯波驱动等离子体放电的研究过程中, 由于放电中很强的电非对称性, 功率电极一侧出现了很厚的鞘层并且鞘层扩张速度非常快, 鞘层扩张过程中会激励起很强的串联共振. 如图 8(a) 和图 8(b) 分别给出了放电中心位置的电流密度和功率电极一侧的鞘层电压降在一个周期内随时间演化的图像, 电流密度和鞘层电压降均出现了剧烈的振荡. 通过对鞘层电压降进行傅里叶分析 (图 8(c)), 可以得到串联共振频率, 即大概为驱动电源频率的 34 倍. 图 9 给出了电场、电子吸收功率以及电离速率的时空分布图像. 在鞘层扩张的过程中, 鞘层边缘激励起了很强的振荡, 该振荡使鞘层边缘的电子被迅速加速, 从而产生了多束高能电子. 由电离速率的图像 (图 9(c)) 可以看到, 被加速的电子可以传播到等离子体区并与中性粒子发生很强的电离碰撞反应, 进而影响等离子体密度.

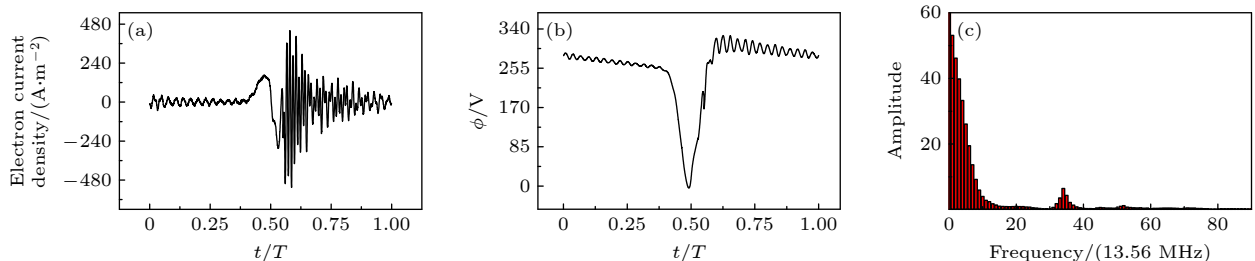


图 8 (a) 放电中心位置的电流密度图; (b) 功率源极板鞘层电压图; (c) 鞘层电压的傅里叶分析图. 放电条件: 氩气, $L = 2$ cm, $P = 20$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $\Delta\tau = 6$ ns, $V_0 = 400$ V, 高斯波形

Fig. 8. (a) Current density at the discharge center; (b) voltage drop of the sheath at the powered electrode; (c) the Fourier spectrum of the sheath voltage at the powered electrode. Discharge conditions: Ar gas, $L = 2$ cm, $P = 20$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $\Delta\tau = 6$ ns, $V_0 = 400$ V, Gaussian waveform.

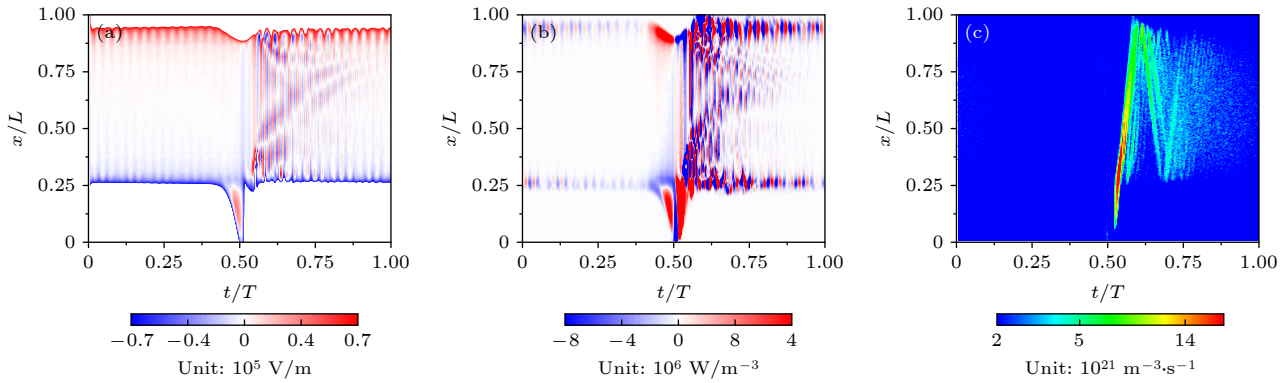


图9 时空分布的(a)电场图、(b)电子吸收功率图、(c)电子碰撞激发率图. 放电条件: $L = 2$ cm, $P = 20$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $\Delta\tau = 6$ ns, $V_0 = 400$ V, 高斯波形

Fig. 9. Spatio-temporal plots of electric field (a), electron power absorption (b), and ionization rate (c). Discharge conditions: Argon gas, $L = 2$ cm, $P = 20$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $\Delta\tau = 6$ ns, $V_0 = 400$ V, Gaussian waveform.

在容性耦合等离子体放电中, 等离子体区的电势一般要高于极板电势, 但是在某些放电条件下, 由于电子向极板的运动被限制, 电子通过扩散很难与极板上时间平均的正离子通量平衡, 因此在鞘层塌缩的时刻会在鞘层附近产生一个反转电场, 使得极板的电势高于体区电势, 从而加速电子打向极板, 保证时间平均的正负电荷平衡. 电子向极板的运动被限制在低气压下主要是由于电子的惯性造成的, 即多数电子很难跟随鞘层的塌缩打到极板上, 因而在很短的鞘层塌缩间隙, 电子通量很小. 在高气压下, 这种现象主要是由于剧烈的碰撞造成的^[87].

在近期对真实的能量依赖的二次电子发射的研究中, 研究者发现极板上大量的二次电子发射同样会造成反转电场的产生^[3,39,88,89], 这主要是因为极板表面的二次电子实际上减小了电子向极板方向的通量. 由于在一个射频周期的绝大多数时间内, 鞘层电势都相对较高, 电子无法克服鞘层电势流向极板, 因此只有在鞘层塌缩的时刻, 通过反转电场的作用使得更多的电子加速打到极板上, 才能使极板上的正负电荷在一个周期内达到平衡.

近些年对磁化容性耦合等离子体放电的研究发现, 当在放电中出现一个外加的平行于极板的均匀磁场时, 由于电子的运动被磁场所约束, 电子流向极板的运动被限制, 这也造成在鞘层塌缩时出现一个很强的反转电场. 该反转电场可以很大程度上影响放电特性, 在 Kushner^[90] 以及 Sharma 等^[91] 的研究中, 该反转电场被发现可以诱导放电的非对称性. 近期在对容性耦合氧气放电的研究中, 运用玻尔兹曼分析的方法^[73,75,76] 对磁化容性耦合等离子体中反转电场产生的原因进行了研究, 即总的电

场可以分解为惯性项、气压梯度项、欧姆碰撞项以及磁场导致的洛伦兹力项. 图 10 分别给出了没有外界磁场和外加 200 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$) 平行于极板的均匀电场时, 靠近接地电极一侧的轴向电场在鞘层塌缩时刻的分布情况^[15]. 图 10 中也分别给出了 PIC 模拟结果和玻尔兹曼解析模型的结果. 在无磁场条件下, 电场为正值, 没有反转电场出现, 而在磁场等于 200 G 时, 出现了很强的负的反转电场. 通过对比解析模型给出的各项电场大小可以看出, 只有磁场项为负值, 因此该反转电场主要是由磁场导致的. 实际上, 由于磁场对电子的束缚, 为了满足极板上正负电荷的平衡, 鞘层塌缩位置便会出现一个反转电场, 一旦反转电场产生, 由于 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的漂移运动, 该方向的电子速度 v_z 会增大, 而由玻尔兹曼公式 (动量平衡方程) 推导得到的磁场项为 $E_B = v_z B_y$, 其中 B_y 为 y 方向磁场的大小. 因此, v_z 的增大将进一步增强反转电场, 直至在一个射频周期内极板上的正负电荷达到平衡.

串联共振及反转电场等现象不仅会影响电子加热过程, 还会直接造成等离子体密度、极板上的粒子通量、打到基片上的带电粒子能量以及化学反应过程等的变化. 通过控制外部放电参数来调控串联共振和电场反转的产生可以帮助提高等离子体参数. 例如, 在高纵宽比的刻蚀中, 离子的表面充电效应会极大地限制刻蚀的效果和可持续刻蚀的时间. 波鸿鲁尔大学的一些研究者们提出了利用反转电场加速电子, 从而使高能电子打到刻蚀槽底部中和过剩的正电荷的方法^[3,92]. 该方法也被模拟证实可以有效改善刻蚀效果^[93,94].

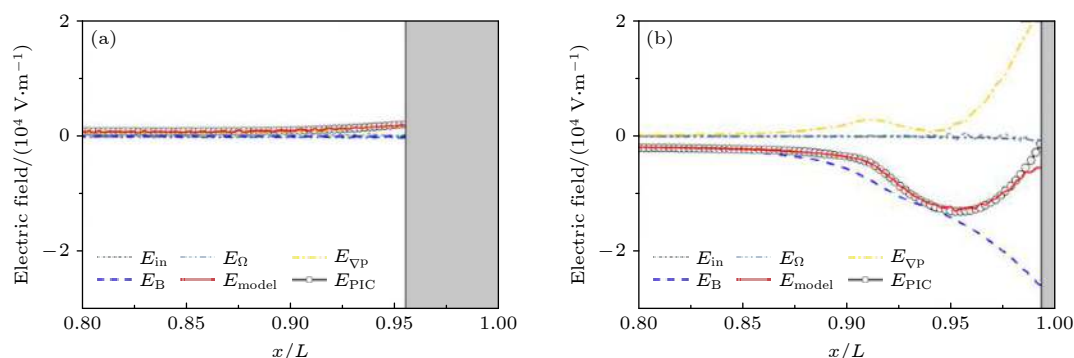


图 10 PIC/MCC 及玻尔兹曼分析模型给出的 $t/T_{\text{RF}} = 0.5$ 时, 磁场为 0 G (a) 和 200 G (b) 时接地极板附近电场的空间分布图. 放电条件: 氧气, $L = 2.5$ cm, $P = 100$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 300$ V^[15]

Fig. 10. Spatial distribution of the electric field near the grounded electrode from the PIC/MCC simulation and Boltzmann term analysis model at the time $t/T_{\text{RF}} = 0.5$ at $B = 0$ G (a) and $B = 200$ G (b). Discharge conditions: oxygen gas, $L = 2.5$ cm, $P = 100$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 300$ V^[15].

3.4 电磁效应

CCP 放电中, 串联共振和反转电场等现象都是基于空间电荷场, 即静电场下的电子动力学过程. 当驱动频率高于 13.56 MHz 时, 如 60—100 MHz, 等离子体中传播的电磁波波长与等离子体腔室半径可以比较, 因此电磁效应如驻波效应、趋肤效应^[95,96]等凸显, 导致等离子体密度在径向上变得极其不均匀, 最终影响刻蚀工艺的质量^[95,97–101].

柱形容性耦合等离子体中, 电磁波主要在鞘层中沿径向传播, 并且其电场和磁场是两种电磁场的叠加, 分别以轴向中心对称和反对称, 即对称模式和反对称的电磁波^[56,102,103]. 这两种电磁波的波数都与鞘层厚度有关^[97,103], 因此通过调节等效的鞘层厚度可以调控电磁波在等离子体中的波长, 比如设计特定形状的电极^[104–106]、在驱动电极上加介质层等^[107]. 此外, 鞘层厚度也可以通过低频的电压波形来控制, 因此在甚高频的容性耦合等离子体电源上引入一个低频源, 可以抑制驻波效应^[35,108].

近几年, 实验上发现驱动频率为 60 MHz 时, 放电中心的电子密度也可以远高于放电边缘密度. 基频对应的电磁波波长远大于腔室半径, 因此对应的驻波效应并不显著. 传输线模型和基于磁探针的实验诊断发现放电腔室中存在着非线性谐波, 并且这种非线性谐波由等离子体和鞘层相互作用的串联共振激励^[56,109,110]. 谐波对应的波长小于腔室半径, 并使得电子沉积功率在放电中心位置远大于放电边缘位置, 最终使得等离子体密度更不均匀.

目前, 研究者们对于放电中电磁效应的控制还在进行不断地探索, 以期实现更好的等离子体均匀性. 由于相关的模拟需要至少二维的电磁模型, 相

对较难实现, 因此开发更先进的代码来开展相关的研究是非常必要的.

4 CCP 放电中等离子体参数调控

4.1 裁剪波放电

如引言中所介绍的, 不同等离子体工艺中往往对离子轰击极板的能量和通量有不同的要求. 刻蚀工艺中离子轰击能量一般要达到成百上千电子伏特, 而沉积工艺中一般要求极板上的能量为几十电子伏特, 但是它们都要求较高的离子通量以提高表面处理效率. 因此, 在实际工艺中, 往往需要通过调节外部放电条件来控制等离子体参数. 在单频放电中, 可以采用提高电压幅值和频率的方法提升离子通量和等离子体密度, 然而, 这种方法通常也会导致离子轰击能量的升高, 并且在高频下, 电磁效应变得非常显著, 等离子体均匀性迅速降低^[111,112]. 为了更好地控制离子通量和能量, 研究者们提出了用双频电源驱动 CCP 放电的方法: 运用较低的频率来控制等离子体能量, 较高的频率控制离子通量. 这种方法取得了一定的效果, 然而一些研究表明, 由于电子的加热过程和随时间演化的电离动力学过程在双频下无法完全解耦, 在很多情况下双频放电无法达到理想的对离子通量和能量的独立控制^[113,114].

在 2008 年, Heil 等^[115]突破性地提出了运用电非对称效应 (electrical asymmetry effect, EAE) 调控离子能量和通量的方法, 获得了广泛的关注并在近些年来一直是 CCP 放电的研究热点. 最早期的关于 EAE 的研究一般采用一个基频波和其二次

谐波叠加的波形驱动放电, 通过调节两个波形之间的相位角, 可以很好地控制放电中的自偏压. 如图 11 所示, Schüngel 等^[116]通过实验, PIC 模拟以及解析模型的方法给出了归一化的自偏压随着相位角的变化情况. 从图 11 可以看到, 在 0 到 90° 的范围内, 自偏压随着相位角呈线性变化. 自偏压的变化会直接影响鞘层的电压降进而影响轰击到极板上的离子能量. 图 12 给出了氩气放电中一侧极板上离子能量分布图像随相位角的变化 (103 mTorr)^[117], 改变相位角可以使离子最大轰击能量提升接近 3 倍. 而极板上的离子通量随着相位角的变化在 103 mTorr 下只有 12% 的浮动, 在 30 mTorr 下只有 5% 的浮动 (如图 13 所示^[117]).

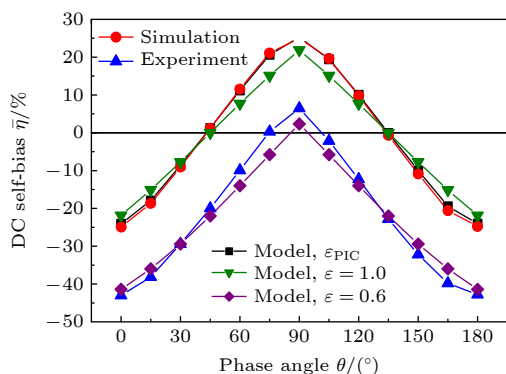


图 11 模拟、实验及模型给出的归一化的直流自偏压随相位角的变化图. 放电条件: $L = 2.5$ cm, $P = 10$ Pa, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 150$ V^[116]

Fig. 11. Normalized DC self-bias as a function of the phase angle from experiments, simulations and models. Discharge conditions: $L = 2.5$ cm, $P = 10$ Pa, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 150$ V^[116].

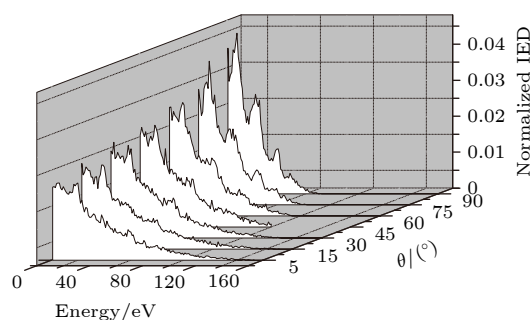


图 12 不同相位角下, 功率极板上的氩离子能量分布. 放电条件: $L = 2.5$ cm, $P = 103$ mTorr, $f_1 = 13.56$ MHz, $f_2 = 27.12$ MHz, $V_0 = 150$ V^[117]

Fig. 12. Ion energy distribution at the powered electrode as a function of the phase angle. Discharge conditions: $L = 2.5$ cm, $P = 103$ mTorr, $f_1 = 13.56$ MHz, $f_2 = 27.12$ MHz, $V_0 = 150$ V^[117].

因此这种 EAE 的波形可以很好地实现对离子通量和能量的独立控制^[116].

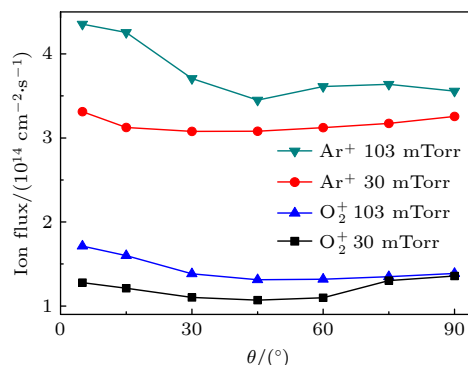


图 13 在 103 和 30 mTorr 下, 不同相位角下氩气及氧气放电中功率极板上的离子通量. 放电条件: $L = 2.5$ cm, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 150$ V^[117]

Fig. 13. Ion flux at the powered electrode as a function of the phase angle in argon and oxygen discharge at 103 and 30 mTorr. Other discharge conditions: $L = 2.5$ cm, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 150$ V^[117].

在后期关于电非对称效应的研究中, 研究者们提出了更多种类的裁剪波形驱动 CCP 放电的方法, 即运用多个谐波叠加产生的波形驱动放电. 原则上, 任何一种波形都可以通过多次谐波叠加的方式获得. 而关于裁剪波形的应用也不再局限于实现对离子通量和能量的控制. 在这些研究中, 电非对称效应普遍被认为可以分为两个种类: 一类是由于驱动电源的正负幅值不同而造成的非对称效应, 即幅值非对称效应, 常见的此类波形有峰波和谷波^[118]; 另一类是由于波形的上升沿和下降沿的斜率不同造成的非对称效应, 即斜率非对称效应, 常见的波形为锯齿波^[119,120].

近些年来, 一些研究者将关注点放在了运用裁剪波形驱动放电控制电子动力学过程^[5,83,116,121]. 例如通过波形调节放电的对称性, 可以控制串联共振效应的产生, 进而影响鞘层扩张过程中的电子功率吸收以及高能电子束的产生^[86]. 此外, 研究发现运用多频、高电压幅值的峰波和谷波驱动放电, 会在—侧极板附近产生很厚的鞘层, 鞘层塌缩时间很短, 因此电子无法通过扩散充分地轰击到极板上. 这会导致在鞘层塌缩的时候出现一个很强的反转电场, 该反转电场可以加速电子轰击到极板上从而使时间平均的正负电荷通量达到平衡. 相关的研究表明, 在反转电场的作用下, 电子轰击到极板上的能量会得到明显的提升. 在高纵横比刻蚀中这些高

能电子可以中和刻蚀槽底部过剩的正电荷从而避免旁刻等现象^[3].

随着对裁剪波形驱动 CCP 放电研究的深入, 裁剪波的更多优势也逐渐被报道, 例如 Schüngel 等^[122] 和 Zhang 等^[123] 报道了裁剪波形对 CCP 放电均匀性的改善. 图 14 给出了运用 8 次谐波叠加的波形驱动氢气放电时, 电子密度的空间分布随着基频波相位角的变化. 当相位角为 0 时, 电子密度呈边缘高中间低的分布. 逐渐提高相位角, 放电中心位置的等离子体密度有所提升, 当相位角为 π 时, 等离子体密度呈现较均匀的分布.

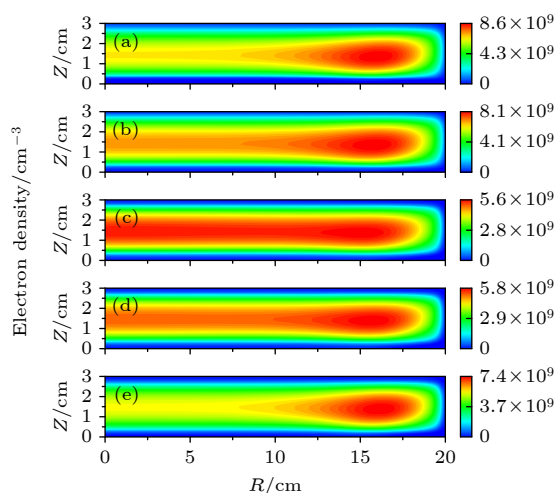


图 14 随相位角的变化, 电子密度空间分布图. 放电条件: $P = 200$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 100$ V, 两个半径为 15 cm 的平行板电极, 电极间隙为 3 cm, 电极和侧壁之间的距离为 5 cm^[123]

Fig. 14. Spatial distributions of the electron density at different phase angles. Discharge conditions: $P = 200$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 100$ V; the discharge is two plane and parallel electrodes with radii of 15 cm; the electrode gap is 3 cm, and the distance between electrodes and side-walls is 5 cm^[123].

总之, 近些年的大量研究都表明利用裁剪波形驱动 CCP 放电, 可以很好地实现对极板上带电粒子的通量能量分布、放电均匀性的控制. 此外, 一些研究还表明裁剪波形可以调控放电中中性成分的密度^[124]. 除了单纯的裁剪波导致的电非对称效应, 电非对称效应与几何非对称效应^[125–127] 以及磁非对称效应的耦合等^[14,16,128] 均逐渐被提出及研究, 开展并深入相关的研究能够为加深对 CCP 放电过程的理解以及更好地实现对实际工艺中等离子体参数的控制提供很大的帮助.

4.2 真实二次电子发射

等离子体与表面的相互作用一直是 CCP 放电中的重要研究课题^[4,129–132], 通过选取合适的放电条件和参数, 通过刻蚀和沉积等可以很好地改变材料表面的形貌. 同时, 材料表面的粗糙程度及温度等特性也会对放电本身的等离子体参数产生影响, 并进一步影响工艺过程. 因此, 很好地理解等离子体与材料表面的相互作用过程对实现等离子体参数的调控有重大意义. 在等离子体与表面的相互作用中, 一个很重要的过程就是材料表面的二次电子发射效应. 在较高的放电电压下, 鞘层内的正离子可以被鞘层电场加速并以很高的能量轰击到极板表面, 这些高能离子会诱导大量的二次电子发射 (γ -电子). 在早期对二次电子发射的研究中, 由于缺乏较实际的二次电子发射系数的数据, 在模拟中通常将二次电子发射系数设为一个常数. 尽管如此, 早期的研究中已经证实了二次电子对放电特性的重要影响. 例如, 相关研究表明, 当在放电中考虑一个较高的 γ -系数时, 放电被 γ -模式所主导, 即电子的功率吸收主要由鞘层内的二次电子实现^[77,80]. 对应的 γ -模式主要在高气压高电压的放电条件下发生. 在双频放电中, 二次电子被发现可以很大程度上影响对离子通量和能量的独立控制^[5,133]. 一些研究还表明, 如果两个极板采用不同的材料, 由于其二次电子发射系数不同, 放电中会产生自偏压, 即放电的对称性被破坏^[4,131]. 除了离子诱导的二次电子发射, 高能中性粒子、亚稳态原子以及一些光子等也会导致材料表面发射二次电子^[134,135].

在近几年关于等离子体与材料表面相互作用的研究中, 研究者们发现材料本身的特性会很大程度上影响离子诱导二次电子发射过程, 同时离子入射的能量不同也会导致二次电子发射系数的不同^[136]. Daksha 等^[137] 通过将研究真实的表面二次电子发射过程的模型的结果与假设 γ -系数为常数得出的结果进行对比发现, 忽略能量和表面材料依赖的二次电子发射模型在很多放电条件下会给出不准确的结果.

由于这些离子诱导的二次电子很多都在鞘层扩张的过程中从极板表面发射出来, 因此这些二次电子可以在鞘层中被加速到很高的能量并注入等离子体区. 在低气压下, 这些二次电子可以几乎

无碰撞的穿越等离子区, 以很高的能量轰击到对面的极板上并造成大量的电子诱导二次电子发射. δ -电子的发射系数与极板表面材料、电子入射能量和角度有很大关系. 近些年来, 研究者们对真实的电子诱导二次电子发射以及电子在材料表面的弹性和非弹性反射过程进行了研究^[3,15,134,138], 他们发现, 考虑真实的电子诱导二次电子发射过程得到的结果与简单模型给出的电子加热机制和电离动力学等的模拟结果差别很大. 在低气压和高电压的放电条件下, 这些 δ -电子对放电中电离碰撞的贡献可以达到将近 50%. 在对 δ -电子的研究中, Sun 等^[138]对比了极板表面均采用 Cu 材料以及接地电极为 Cu 材料、功率电极为 SiO₂ 材料的两种情况. 图 15 给出了不同电源电压下这两种情况的离子密度峰值及其比值, 由于 SiO₂ 表面的 δ -电子发射系数要高于 Cu 表面的二次电子发射系数, 因此在第二种情况下功率电极一侧发射了更多的 δ -电子, 这些 δ -电子注射到等离子体区会发生大量的电离, 因此使得等离子体密度得到很大的提升.

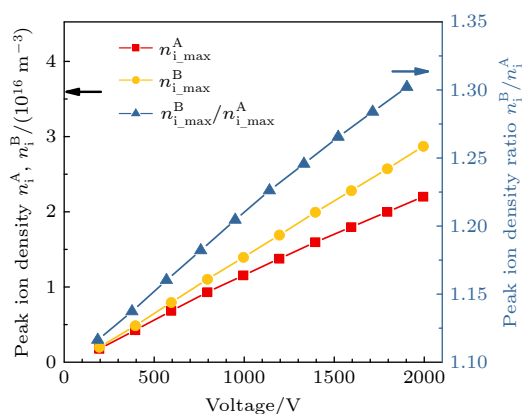


图 15 不同电压下, A 和 B 两种情况下离子密度峰值及其比值, 其中情况 A 为两个极板材料都是铜; 情况 B 为功率电极材料为二氧化硅, 接地电极材料为铜; 放电条件: 氩气, $L = 4.0$ cm, $P = 2.0$ Pa, $f = 13.56$ MHz^[138]

Fig. 15. Peak electron density in case A and case B and the peak density ratio as a function of the driving voltage amplitude. In case A, the surface material is Cu for both the powered and grounded electrode. In case B, the powered electrode is made of SiO₂, while the grounded electrode is made of Cu. Discharge conditions: Argon gas, $L = 4$ cm, $P = 2.0$ Pa, $f = 13.56$ MHz^[138].

在近期的一些关于二次电子发射的研究中, 研究者们结合了真实的材料和能量依赖的 γ -电子发射过程及表面材料、能量和角度依赖的 δ -电子发射过程^[3,139]. 相关的研究表明, 在高电压低气压的放

电条件下 (刻蚀工艺要求的放电条件) γ -电子对电离的直接贡献不大, 但是却能很大程度上影响 δ -电子的发射过程, 进而间接地对电离过程以及等离子体密度等产生重要影响. 以上的研究表明, 在对容性耦合等离子体放电的模拟研究中, 应尽可能考虑较真实的二次电子发射过程, 以给出相对可靠的结果. 此外, 通过改变表面材料来控制二次电子发射过程也为工艺上提供了一种调控等离子体参数的有效方法.

4.3 磁化容性耦合等离子体

研究发现, 在 CCP 源中加入磁场可以很好地改善等离子体参数. 例如, 磁化 CCP 最显著的优势是可以很大程度上提高等离子体密度^[16,128]. 磁化放电中等离子体密度升高的主要原因有以下几个方面: 1) 由于磁场的束缚, 电子在被鞘层加速后会在等离子体区发生更充分的碰撞, 因而在极板上的能量损失大幅度地降低; 2) 由于作回旋运动, 电子被扩张的鞘层加速远离鞘层之后, 又在洛伦兹力的作用下回到鞘层附近, 因此电子与鞘层相互作用的时间增长, 从而使电子的吸收功率大幅度地增加; 3) 当放电中存在磁场时, 极板附近会在鞘层塌缩时出现一个反转电场, 该反转电场会很大程度上增强电子吸收功率, 从而使放电过程中发生更多的电离.

近些年来, 磁非对称效应渐成为新的研究热点^[14,16,128], 当在放电中加入平行于极板的非均匀磁场时, 在磁场较强的位置由于电子被磁场的束缚会产生一个局域的等离子体密度峰值, 而在其他磁场较弱的位置, 磁场对电子动力学过程影响很小, 因此放电中会产生轴向不对称性. 通过改变磁场的大小, 可以调节放电中自偏压的大小, 进而实现对轰击到极板上的离子能量的调控. 除了非均匀的磁场外, 研究者们报道了均匀的平行于极板的磁场所诱导的非对称效应: 在该放电模式下, 一侧极板附近鞘层塌缩的反转电场会使得局域的电离速率增强, 从而使等离子体密度图像变得不对称^[90,91]. Oberberg 等^[140]在实验上对磁化氩气 CCP 的研究发现, 调节磁场来调控放电的对称性可以实现对放电中串联共振现象的控制.

在近期对磁化电负性氧气放电的研究中, 发现当放电中加入均匀的平行于极板的磁场时, 虽然增加磁场的大小可以使电子和正离子的密度升高, 但

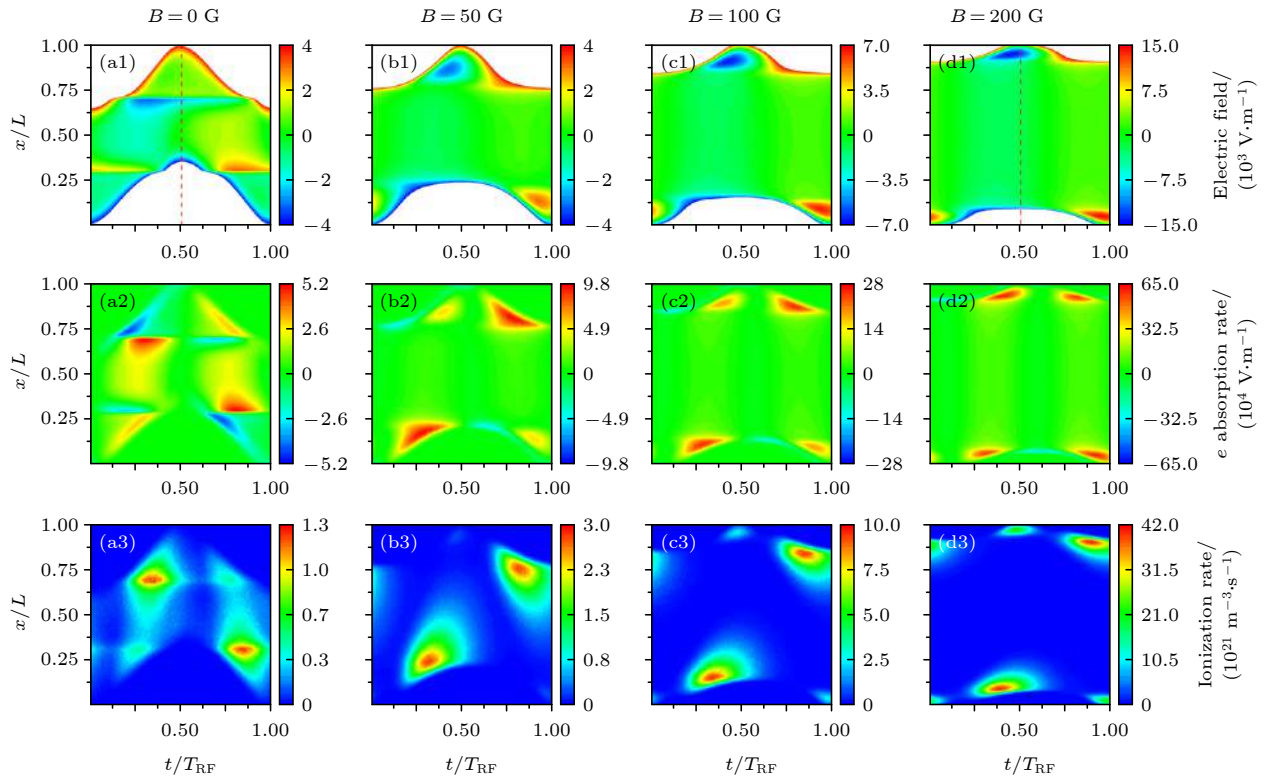


图 16 时空分布的电场图 (第一行)、电子功率吸收率图 (第二行) 和电离速率图 (第三行); 在磁场 $B = 0$ G (第一列)、 $B = 50$ G (第二列)、 $B = 100$ G (第三列) 和 $B = 200$ G (第四列) 下的时空分布图. 放电条件: 氧气, $L = 2.5$ cm, $P = 100$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 300$ V^[15]

Fig. 16. Spatio-temporal plots of the electric field (first row), electron power absorption rate (second row), and ionization rate (third row) at $B = 0, 50, 100, 200$ G. Discharge conditions: oxygen gas, $L = 2.5$ cm, $P = 100$ mTorr, $f = 13.56$ MHz, $V_0 = 300$ V^[15].

是时空平均的 O 离子密度几乎不随磁场发生变化^[15]. 这与电负性气体放电中复杂的化学反应过程有关: 随着磁场的增加, 负离子的产生源项和损失源项均增大, 最终导致负离子的密度几乎不发生变化. 除此之外, 磁场的存在还会对电子的动力学过程产生重要影响. 图 16 给出了不同磁场大小下, 电场、电子吸收功率以及电离速率的时空分布^[15]. 从图 16 可以看到, 没有磁场时, 由于电子密度很低, 等离子体区出现了很强的漂移电场, 鞘层边缘由于很大的电子密度梯度而产生了较强的双极扩散场. 电子在漂移电场和双极扩散场中加热, 因此, 体区的电离速率很高, 此时放电被 DA 模式主导. 当磁场增加到 50 G 时, 等离子体区的电子密度升高, 漂移扩散场变得很弱, 而磁场的出现会使得电子与扩张的鞘层相互作用时间增长. 在这种情况下, 电子功率吸收和电离主要发生在扩张的鞘层附近, 此时的放电为 α -模式. 除此之外, 在鞘层塌缩的时刻出现了反转电场. 当进一步增大磁场时, 鞘层扩张位置的电子吸收功率和电离率进一步升高. 反转电场的强度增大, 并且对电子的功率吸收和电

离率做出很大贡献.

以上介绍的关于磁化 CCP 的研究展示了磁控 CCP 的很多可能性, 然而关于磁化等离子体放电的研究还不够全面, 对不同放电参数下磁化等离子体特性的理解还不够深入. 因此, 进行更多的更接近真实放电的磁化 CCP 放电的研究是非常必要的, 这依赖于多维的模拟和实验研究的开展.

5 结 论

本文围绕着容性耦合等离子体放电, 结合近些年一些前沿研究, 主要介绍了 CCP 放电的研究方法、放电中的电子加热机制、一些常见的影响电子加热的现象, 以及常见的通过调节外部放电参数改变等离子体放电特性的方法.

CCP 放电的电子加热主要有欧姆加热与随机加热两种. 当放电中电子功率吸收主要发生在扩张的鞘层附近时, 放电为 α -模式; 当腔室表面的二次电子发射在放电中发挥重要作用时, 即二次电子在鞘层中的加热为功率吸收的主要来源, 放电为 γ -模

式;在强电负性放电中,DA模式一般起到主导作用,在这种情况下,等离子体区的电子密度非常低,电子主要在体区的漂移电场及鞘层边缘位置的双极扩散场中加热,电离主要发生在等离子体区和塌缩鞘层的边缘;除此之外,在一些放电条件下,强电负性放电中的带电粒子密度、电场、电离速率等呈条纹状分布,即条纹模式,该模式下电子主要在体区的条纹电场中被加热.除了常见的加热模式外,CCP放电中的串联共振、反转电场等现象也会影响电子功率吸收.最后,在静电研究的基础上,介绍了甚高频CCP中的电磁效应.

对于CCP放电中等离子体参数的控制主要由气体、腔室和源几个方面展开.本文着重介绍了几种比较重要的影响等离子体参数的外部条件,包括裁剪波形放电、材料表面的二次电子发射效应以及磁化CCP.裁剪波形放电可以很好地实现对极板表面离子通量和能量的独立控制,可以控制电子加热动力学过程以及电子的能量分布,还可以调控放电中所生成的中性成分密度等.除此之外,讨论了材料和能量依赖的离子诱导二次电子及电子诱导二次电子发射过程在放电中发挥的作用,在低气压高电压的放电条件下, δ -电子与中性成分的电离可以对放电贡献很大,而 γ -电子可以很大程度上影响 δ -电子的发射过程.因此在模型中考虑真实的二次电子发射过程是非常必要的.在对磁化CCP放电的研究中,研究者们通过模拟和实验等方法探究了外加磁场对等离子体密度、带电粒子能量分布和电子加热动力学过程的影响以及由磁场导致的放电非对称性.这些研究表明外界磁场可以作为一个很好的手段来调控等离子体参数,达到更好的工艺效果.

本文的讨论涉及到了容性耦合放电的一些主要内容,但是CCP放电的研究还在继续深入,各种不同的外部参数下等离子体放电的特性和一些新的现象还需要研究者们进行深层次的探索.希望本文的内容能够帮助大家对CCP放电有一个整体的清晰的把握并对CCP放电的研究有所启发.

参考文献

- [1] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharge for Materials Processing* (New York: Wiley-Interscience) pp1–5
- [2] Chabert P, Braithwaite N 2011 *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (New York: Cambridge University Press)
- [3] Hartmann P, Wang L, Nösges K, Berger B, Wilczek S, Brinkmann R P, Mussenbrock T, Juhasz Z, Donkó Z, Derzsi A, Lee E, Schulze J 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 075014
- [4] Korolov I, Derzsi A, Donkó Z, Schulze J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 064102
- [5] Schulze J, Schüngel E, Donkó Z, Czarnetzki U 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 015017
- [6] Lafleur T, Booth J P 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 395203
- [7] Lafleur T, Delattre P A, Johnson E V, Booth J P 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 124104
- [8] Bruneau B, Lafleur T, Booth J P, Johnson E 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 025006
- [9] Donkó Z, Derzsi A, Vass M, Schulze J, Schuengel E, Hamaguchi S 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 104008
- [10] Turner M M, Hutchinson D, Doyle R A, et al. 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2069
- [11] Vasenkov A V 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 834
- [12] Zheng B, Y Fu, Wang K, et al. 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* DOI: 10.1088/1361-6595/abe9f9
- [13] Stefan R, Nikita B, Marcel R, et al. 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 094001
- [14] Oberberg M, Berger B, Buschheuer M, Engel D, Wölfel C, Eremin D, Lunze J, Brinkmann R P, Awakowicz P, Schulze J 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 075013
- [15] Wang L, Wen D Q, Hartmann P, Donkó Z, Derzsi A, Wang X F, Song Y H, Wang Y N, Schulze J 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 105004
- [16] Yang S, Innocenti M E, Zhang Y, Yi L, Jiang W 2017 *J. Vac. Sci. Technol., A* **35** 061311
- [17] Zhang Q Z, Wang Y N, Bogaerts A 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 3048
- [18] Wen D Q, Kawamura E, Lieberman M A, et al. 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 495201
- [19] Wang L, Peter H, Donko Z, Song Y H, et al. 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* DOI: 10.1088/1361-6595/abf206
- [20] Brandt S W, Berger B, Donko Z, et al. 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 095021
- [21] Song S H, Kushner M J 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 055028
- [22] Derzsi A, Lafleur T, Booth J P, et al. 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 015004
- [23] Franek J, Brandt S, Berger B, Liese M, Barthel M, Schungel E, Schulze J 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 053504
- [24] Schmidt F, Schulze J, Johnson E, Booth J P, Keil D, French D M, Trieschmann J, Mussenbrock T 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 095012
- [25] Wang J K, Dine S, Booth J P, et al. 2019 *J. Vac. Sci. Technol., A* **37** 021303
- [26] Cargill P J 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** 197
- [27] Hammond E P, Mahesh K, Moin P J 2002 *J. Comput. Phys.* **176** 402
- [28] Larson M G, Bengzon F 2013 *The Finite Element Method: Theory, Implementation and Applications* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag)
- [29] Lu J P, Guan Z 2004 *Numerical Methods for Partial Differential Equations* (Beijing: Tsinghua University Press) pp77–80 (in Chinese) [陆金甫, 关治 2004 偏微分方程数值解法 (北京: 清华大学出版社) 第77—80页]
- [30] Rebiai S, Bahouh H, Sahli S 2013 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **20** 1616
- [31] Liu Y X, Liang Y S, Wen D Q, Bi Z H, Wang Y N 2015

- Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 025013
- [32] Kushner M J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194013
- [33] Czarnetzki U, Mussenbrock T, Brinkmann R P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123503
- [34] Lieberman M A, Lichtenberg A J, Kawamura E, Mussenbrock T, Brinkmann R P 2008 *Phys. Plasmas* **15** 063505
- [35] Wen D Q, Kawamura E, Lieberman M A, Lichtenberg A J, Wang Y N 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 015007
- [36] Mussenbrock T, Brinkmann R P, Lieberman M A, Lichtenberg A J, Kawamura E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 085004
- [37] Fu Y, Zheng B, Wen D Q, Zhang P, Fan Q H, Verboncoeur J P 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 091t01
- [38] Derzsi A, Korolov I, Schütingel E, Donkó Z, Schulze J 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034002
- [39] Horváth B, Daksha M, Korolov I, Derzsi A, Schulze J 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 124001
- [40] Birdsall C K, Langdon A B 1985 *Plasma Physics Via Computer Simulation* (New York: McGraw-Hill)
- [41] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47** A231
- [42] Donkó Z, Derzsi A, Vass M, et al. 2021 [arXiv:2103.09642](https://arxiv.org/abs/2103.09642) [physics.plasm-ph]
- [43] Donkó Z 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 024001
- [44] Nanbu K 2000 *IEEE Trans Dielectr. Electr. Insul.* **28** 971
- [45] Turner M M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1312
- [46] Schulze J, Derzsi A, Dittmann K, Hemke T, Meichsner J, Donko Z 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 275001
- [47] Kim H C, Lee J K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 085003
- [48] Turner M M, Chabert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 205001
- [49] Liu Y X, Schüngel E, Korolov I, Donko Z, Wang Y N, Schulze J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 255002
- [50] Liu Y X, Zhang Q Z, Jiang W, Hou L J, Jiang X Z, Lu W Q, Wang Y N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 055002
- [51] Wilczek S, Trieschmann J, Eremin D, Brinkmann R P, Schulze J, Schüngel E, Derzsi A, Korolov I, Hartmann P, Donkó Z, Mussenbrock T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 063514
- [52] Jiang W, Wang H Y, Bi Z H, Wang Y N 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 035013
- [53] Zhang Q Z, Zhao S X, Jiang W, Wang Y N 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 305203
- [54] Eremin D, Bienholz S, Szeremley D, Trieschmann J, Ries S, Awakowicz P, Mussenbrock T, Brinkmann R P 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 025020
- [55] Eremin D 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 527
- [56] Wen D Q, Kawamura E, Lieberman M A, Lichtenberg A J, Wang Y N 2017 *Phys. Plasmas* **24** 083517
- [57] Eremin D, Brinkmann R P, Mussenbrock T 2017 *Plasma Processes Polym.* **14** 1600164
- [58] Wen D Q, Zhang Q Z, Jiang W, et al. 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 233303
- [59] Wang L, Hartmann P, Donkó Z, et al. 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* DOI: 10.1088/1361-6595/abf31d
- [60] Gudmundsson J T, Kawamura E, Lieberman M A 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 035011
- [61] Verboncoeur J P, Langdon A B, Gladd N T 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 199
- [62] Chabert P, Braithwaite N (translated by Wang Y N, Xu J, Song Y H) 2015 *Physics of Radio-Frequency Plasmas* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [夏伯特P, 布雷斯韦特N 著(王友年, 徐军, 宋远红 译) 2015 射频离子体物理学 (北京: 科学出版社)]
- [63] Liu J, Wen D Q, Liu Y X, Gao F, Lu W Q, Wang Y N 2013 *J. Vac. Sci. Technol., A* **31** 061308
- [64] Zhu X M, Pu Y K 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 403001
- [65] Li J, Liu F X, Zhu X M, Pu Y K 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 292001
- [66] Xue C, Gao F, Wen D Q, Wang Y N 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 023303
- [67] Godyak V A, Piejak R B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 996
- [68] Lieberman M A 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci. Soc.* **17** 338
- [69] Kaganovich I D, Polomarov O V, Theodosiou C E 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 696
- [70] Gozadinos G, Turner M M, Vender D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 135004
- [71] Lafleur T, Chabert P, Turner M M, Booth J P 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 015016
- [72] Schulze J, Donkó Z, Derzsi A, et al. 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 015019
- [73] Schulze J, Donkó Z, Lafleur T, Wilczek S, Brinkmann R P 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 055010
- [74] Wilczek S, Schulze J, Brinkmann R P, Donkó Z, Trieschmann J, Mussenbrock T 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 181101
- [75] Vass M, Wilczek S, Lafleur T, et al. 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 085014
- [76] Vass M, Wilczek S, Lafleur T, et al. 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 025019
- [77] Belenguer P, Boeuf J P 1990 *Phys. Rev. A* **41** 4447
- [78] Booth J P, Curley G, Marić D, Chabert P 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 015005
- [79] Liu G H, Liu Y X, Wen D Q, Wang Y N 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034006
- [80] Wang L, Wen D Q, Zhang Q Z, Song Y H, Zhang Y R, Wang Y N 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 055007
- [81] Schulze J, Kampschulte T, Luggenhölscher D, Czarnetzki U 2007 *J. Phys. Conf. Ser.* **86** 012010
- [82] Berger B, You K, Lee H C, Mussenbrock T, Awakowicz P, Schulze J 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 12LT02
- [83] Schütingel E, Brandt S, Donkó Z, et al. 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 044009
- [84] Schulze J, Heil B G, Luggenhölscher D, Brinkmann R P, Czarnetzki U 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 195212
- [85] Schulze J, Heil B G, et al. 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 42003
- [86] Donkó Z, Schulze J, Czarnetzki U, Luggenhölscher D 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 131501
- [87] Schulze J, Donkó Z, Heil B G, Luggenhölscher D, Mussenbrock T, Brinkmann R P, Czarnetzki U 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 105214
- [88] Campanell M D, Khrabrov A V, Kaganovich I D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 255001
- [89] Campanell M 2013 *Phys. Rev. E* **88** 033103
- [90] Kushner M J 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 1436
- [91] Sharma S, Kaganovich I D, Khrabrov A V, Kaw P, Sen A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 080704
- [92] Krüger F, Wilczek S, Mussenbrock T, Schulze J 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 075017
- [93] Zhang P, Zhang L, Xu L 2020 *Plasma Processes Polym.* **17** 2000014
- [94] Zhang P, Zhang L, Lü K 2020 *Plasma Chem. Plasma Process.* **40** 1605
- [95] Lee I, Graves D B, Lieberman M A 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 015018
- [96] Liu J, Zhang Y, Zhao K, Wen D, Wang Y 2021 *Plasma*

- Sources Sci. Technol.* **23** 035401
- [97] Lieberman M A, Booth J P, Chabert P, et al. 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 283
- [98] Chabert P, Raimbault J L, Rax J M, Lieberman M A 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1775
- [99] Rauf S, Bera K, Collins K 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 035003
- [100] Kawamura E, Lieberman M A, Graves D B 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 064003
- [101] Kawamura E, Lichtenberg A J, Lieberman M A, Marakhtanov A M 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 035007
- [102] Sansonnens L, Howling A A, Hollenstein C 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 302
- [103] Lieberman M A, Lichtenberg A J, Kawamura E, Chabert P 2016 *Phys. Plasmas* **23** 013501
- [104] Yang Y, Kushner M J 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 152001
- [105] Yang Y, Kushner M J 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 113306
- [106] Schmidt H, Sansonnens L, Howling A A, Hollenstein C, Elyakoubi M, Schmitt J P M 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 4559
- [107] Kawamura E, Wen D Q, Lieberman M A, Lichtenberg A J 2017 *J. Vac. Sci. Technol., A* **35** 05c311
- [108] Zhao K, Liu Y X, Kawamura E, Wen D Q, Lieberman M A, Wang Y N 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 055017
- [109] Zhao K, Wen D Q, Liu Y X, Lieberman M A, Economou D J, Wang Y N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 185002
- [110] Lieberman M A, Lichtenberg A J, Kawamura E, Marakhtanov A M 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 055011
- [111] Surendra M, Graves D B 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2091
- [112] Cao Z, Walsh J L, Kong M G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 021501
- [113] Lee J K, Manuilenko O V, Babaeva N Y, Kim H C, Shon J W 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 89
- [114] Kawamura E, Lieberman M A, Lichtenberg A J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053506
- [115] Heil B G, Schulze J, Mussenbrock T, Brinkmann R P, Czarnetzki U 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1404
- [116] Schüngel E, Zhang Q Z, Iwashita S, Schulze J, Hou L J, Wang Y N, Czarnetzki U 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 285205
- [117] Zhang Q Z, Jiang W, Hou L J, Wang Y N 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 013308
- [118] Delattre P A, Lafleur T, Johnson E, Booth J P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 235201
- [119] Bruneau B, Gans T, O'Connell D, Greb A, Johnson E V, Booth J P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 125002
- [120] Bruneau B, Novikova T, Lafleur T, Booth J P, Johnson E V 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 065010
- [121] Hartmann P, Wang L, Nösges K, et al. 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 255202
- [122] Schüngel E, Mohr S, Schulze J, Czarnetzki U 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 054108
- [123] Zhang Y R, Hu Y T, Gao F, Song Y H, Wang Y N 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 055003
- [124] Korolov I, Steuer D, Bischoff L, Hübner G, Liu Y, Schulz-von der Gathen V, Böke M, Mussenbrock T, Schulze J 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 125203
- [125] Schulze J, Schüngel E, Czarnetzki U 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 092005
- [126] Berger B, Brandt S, Franek J, Schüngel E, Koepke M, Mussenbrock T, Schulze J 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 223302
- [127] Schüngel E, Eremin D, Schulze J, Mussenbrock T, Czarnetzki U 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 053302
- [128] Yang S, Chang L, Zhang Y, Jiang W 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 035008
- [129] Schulze J, Donko Z, Schüngel E, et al. 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 45007
- [130] Donke Z, Schulze J, Hartmann P, et al. 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 033502
- [131] Lafleur T, Chabert P, Booth J P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 135201
- [132] Proto A, Gudmundsson J T 2018 *Atoms* **6** 65
- [133] Donkó Z, Schulze J, Hartmann P, Korolov I, Czarnetzki U, Schüngel E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 081501
- [134] Derzsi A, Horváth B, Korolov I, Donkó Z, Schulze J 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 043303
- [135] Phelps A V, Pitchford L C, Pédoussat C, Donkó Z 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** B1
- [136] Daksha M, Derzsi A, Wilczek S, Trieschmann J, Mussenbrock T, Awakowicz P, Donkó Z, Schulze J 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 085006
- [137] Daksha M, Derzsi A, Mujahid Z, Schulenberg D, Berger B, Donkó Z, Schulze J 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 034002
- [138] Sun J Y, Wen D Q, Zhang Q Z, Liu Y X, Wang Y N 2019 *Phys. Plasmas* **26** 063505
- [139] Derzsi A, Horváth B, Donkó Z, Schulze J 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 074001
- [140] Oberberg M, Engel D, Berger B, Wölfel C, Eremin D, Lunze J, Brinkmann R P, Awakowicz P, Schulze J 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 115021

SPECIAL TOPIC—Several problems in plasma physics and material treatment

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma^{*}

Wang Li¹⁾²⁾ Wen De-Qi³⁾ Tian Chong-Biao¹⁾

Song Yuan-Hong^{1)†} Wang You-Nian¹⁾

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

2) (*Department of Electrical Engineering and Information Science, Ruhr-University Bochum, Bochum D-44780, Germany*)

3) (*Department of Electrical and Computer Engineering, Michigan State University, East Lansing 48823, USA*)

(Received 11 March 2021; revised manuscript received 23 April 2021)

Abstract

Capacitively coupled plasma (CCP) has gain wide attention due to its important applications in industry. The researches of CCP mainly focus on the discharge characteristics and plasma parameters under different discharge conditions to obtain a good understanding of the discharge, find good methods of controlling the charged particle properties, and improve the process performance and efficiency. The controlling of plasma parameters is based on the following three aspects: gas, chamber, and power source. Changing these discharge conditions can directly influence the sheath dynamics and the charged particle heating process, which can further influence the electron and ion distribution functions, the plasma uniformity, and the production of neutral particles, etc. Based on a review of the recent years' researches of CCP, the electron heating dynamics and several common methods of controlling the plasma parameters, i.e. voltage waveform tailoring, realistic secondary electron emission, and magnetized capacitively coupled plasma are introduced and discussed in detail in this work.

Keywords: capacitively coupled plasma, electron heating, electron dynamics, simulation methods and experiments

PACS: 52.65.-y, 52.65.Rr, 52.50.Dg, 52.80.Pi

DOI: 10.7498/aps.70.20210473

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12020101005, 11975067) and the China Scholarship Council (Grant No. 201906060024).

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