

综述

感应耦合等离子体刻蚀技术的
工艺调控机理与研究进展张曼¹⁾ 陶建贺²⁾ 何明^{1)†} 钱莉荣^{2)‡} 马雷^{3)††}

1) (南开大学电子信息与光学工程学院, 薄膜光电子技术教育部工程研究中心, 天津 300350)

2) (天津理工大学集成电路科学与工程学院, 天津市薄膜电子与通信器件重点实验室, 天津 300384)

3) (天津大学天津纳米颗粒与纳米系统国际研究中心, 低维电子材料海河实验室, 天津 300072)

(2026 年 1 月 19 日收到; 2026 年 4 月 23 日收到修改稿)

随着半导体器件特征尺寸不断逼近原子尺度, 感应耦合等离子体刻蚀技术因其在图案转移中的高精度优势而备受关注. 传统依赖经验调参的工艺模式, 由于对工艺参数、等离子体特性与刻蚀性能间复杂非线性耦合关系的系统认知不足, 已难以满足该尺度下的极限精度需求. 为此, 本文将等离子体参数作为衔接工艺条件与刻蚀结果的中间桥梁, 聚焦于感应耦合等离子体刻蚀中的能量沉积、粒子输运及表面反应等核心物理过程, 系统梳理了等离子体源的结构与驱动特性、反应腔室与电介质窗构型以及射频偏压调控的研究进展, 进而揭示了这些因素对刻蚀速率、均匀性、各向异性及选择比等关键刻蚀性能的影响机制. 在此基础上, 本文探讨了双频驱动、脉冲调制等先进驱动方式在拓展工艺窗口与抑制等离子体损伤方面的潜在优势, 并综述了人工智能技术在跨尺度建模、诊断数据融合及工艺智能预测等前沿方向的新进展. 最后, 文章展望了面向未来微纳制造需求的感应耦合等离子体刻蚀技术的发展趋势.

关键词: 感应耦合等离子体, 工艺参数, 刻蚀性能, 驱动方式, 人工智能**DOI:** 10.7498/aps.75.20260097**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260097

1 引言

低温等离子体刻蚀是现代集成电路制造中的关键工艺, 其性能直接决定了器件的尺寸精度、结构一致性及电学可靠性. 随着摩尔定律^[1]的持续演进及三维立体器件结构的广泛应用, 刻蚀工艺正面临高深宽比 (high aspect ratio, HAR) 结构加工、材料体系多样化以及工艺窗口急剧收窄等多重挑战. 图 1 对比了十年前与当前刻蚀技术的发展趋势与核心挑战^[2]——例如存储器件由平面 NAND 逐步发展为 3D NAND, 并进一步演进至堆叠数百层

的 3D NAND+结构, 这要求刻蚀工艺需在深宽比超过 100:1 的沟槽结构中实现原子级精度的加工. 然而, 若刻蚀参数调控失当, 极易引发存储单元漏电、数据存储稳定性下降等严重缺陷. 作为实现芯片微观结构高精度加工的核心技术, 低温等离子体刻蚀技术已实现原子级精度控制, 可满足 7 nm 及以下 (3/2 nm) 先进半导体制程的严苛工艺需求^[3].

依据等离子体激发机制的不同, 当前主流的等离子体源主要包括容性耦合等离子体 (capacitively coupled plasma, CCP)、电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 等离子体、螺旋波等离子体 (helicon wave plasma, HWP) 及感应

† 通信作者. E-mail: heming@nankai.edu.cn‡ 通信作者. E-mail: lirongqian83@email.tjut.edu.cn†† 通信作者. E-mail: lei.ma@tju.edu.cn

耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP)^[4,5]. 其中, CCP 是基于容性耦合放电产生的, 其基本原理是向一对浸入反应腔室中的平行平板电极施加射频电源, 从而导致气体电离. 该技术结构简单、工艺成熟, 但存在电子密度较低 ($10^9\text{--}10^{11}\text{ cm}^{-3}$ 量级) 及离子能量与通量难以独立调控的固有局限, 进而限制了工艺窗口拓展与参数调节灵活度^[4]. ECR 利用电子在磁场中的回旋共振效应实现电子加热, HWP 则通过螺旋波与粒子的共振将能量传递给等离子体. 二者虽可获得较高密度, 却面临设备成本高昂、大面积均匀性不足等问题^[4]. 相比之下, ICP 凭借其高密度 ($10^{10}\text{--}10^{12}\text{ cm}^{-3}$)、优异的各向异性刻蚀能力、良好的大面积均匀性及相对独立的离子能量与通量调控性能, 已逐步发展成为干法刻蚀领域中应用最为广泛的等离子体源之一^[4]. 该类等离子源的应用场景覆盖多晶硅栅、金属互连线刻蚀及聚合物去除等关键工艺环节^[6,7], 为超大规模集成电路制造奠定了坚实的技术基础.

目前, 全球刻蚀设备市场呈现高度集中态势, 应用材料 (Applied Materials, Inc., AMAT)、泛林集团 (Lam Research Corporation, Lam) 与东京电子有限公司 (Tokyo Electron Limited, TEL) 三大国际厂商合计占据约 75% 的营收份额, 其技术路线与产品布局对行业发展具有主导性影响^[8]. 与此同时, 国产装备厂商在近年来实现加速突破: 北方华创与中微公司在 2023—2025 年间的国内市场份

额已翻倍至 18% 左右^[8]. 此外, 据国际半导体产业协会预测, 2024—2028 年, 中国在 22—40 nm 主流节点的产能占比将达 42%^[9]. 市场份额的攀升驱动了国产设备向精确控制技术跃迁, 其核心工艺指标已逼近国际主流水平. 以北方华创最新发布的 12 英寸 ICP 刻蚀设备 NMC612H 为例, 该机型搭载国产超百区独立控温静电卡盘与自主温控算法, 结合精准偏压控制、射频多态脉冲及原位原子层沉积模块, 可将小尺寸刻蚀深宽比提升至数百比一, 并将关键尺寸均匀性控制在单原子层级, 标志着国产设备在超高精度刻蚀能力上已迈入埃米时代^[10]. 中微公司的 Primo Twin-Star® ICP 双反应台系统借助低电容耦合三维线圈设计与多区温控静电吸盘, 在 SiO_2 , SiN 及多晶硅刻蚀工艺中实现了亚埃级刻蚀精度, 其 Primo AD-RIE®与 Primo Angnova™系列已进入 5 nm 及更先进节点的逻辑芯片量产线^[11]. 然而, 射频等离子体电源等核心部件仍受限于技术许可与供应链壁垒, 导致国产刻蚀设备目前仍主要面向 14 nm 及以上制程节点, 先进制程射频源的自主化是亟待突破的瓶颈问题^[8]. 国内学术界亦在放电机理与工艺调控层面取得诸多进展: Yang 等^[12] 基于射频等离子体相似性定律构建了跨尺度缩放网络模型, 为微腔室向大面积腔室的均匀性放大提供了理论依据; Ma 等^[13] 利用脉冲模式原子层刻蚀技术在 $\text{Cl}_2/\text{C}_2\text{H}_4/\text{Ar}$ 体系中实现了 ScAlN 薄膜的原子级精确去除与残留抑制. 目前,

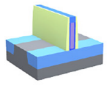
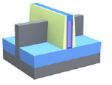
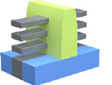
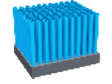
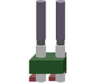
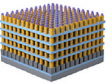
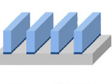
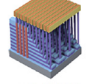
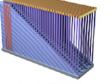
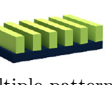
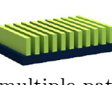
	Previous inflection		Challenge	Upcoming inflection	New challenge
Logic			• Selectivity > 3 : 1		• Lateral precision • Selectivity > 50 : 1
DRAM			• Aspect ratio > 60 : 1 • Profile control		• Aspect ratio > 100 : 1 • Multiple layers/materials • Profile control to > 89.96°
Flash			• Aspect ratio > 60 : 1 • Multiple layers/materials		• Aspect ratio > 100 : 1 • Stacking
Patterning			• CDU < 2 nm (3σ) • LWR < 4 nm • CD < 30 nm		• CDU < 0.7 nm (3σ) • LWR < 2 nm • CD < 10 nm

图 1 十年前与如今刻蚀领域的技术趋势与挑战对比^[2]

Fig. 1. Technology trends and challenges in etch, comparing ten years ago to today^[2].

国产 ICP 刻蚀技术与装备正处于从部分替代向高端突围的关键阶段, 这进一步凸显了深化等离子体放电机理研究、推动核心子系统创新突破的紧迫性与必要性.

为追随摩尔定律的节奏, 晶体管尺寸持续微缩, 但源极、栅极之间的沟道长度缩减可能引发量子隧穿效应, 导致器件功能异常. 因此, 5 nm 以下节点积极引入 III-V 族化合物半导体、二维材料 (如石墨烯、MoS₂)、量子器件等新型替代材料^[14], 这使得 ICP 刻蚀技术在传统硅基工艺的微缩压力之外, 还需应对新兴材料体系带来的多元化挑战, 主要体现在以下几个方面.

1) 多元化材料体系的特异性挑战

第三代半导体中 SiC, GaN 等材料具有高化学稳定性与高键能, 其刻蚀面临低损伤、高选择比与 HAR 的三重困境^[15]. 高能离子轰击极易引发晶格损伤、劣化电学性能, 因此在兼顾刻蚀速率的同时实现原子级平整与超低损伤, 是功率器件制造的核心难题. 二维材料 (如石墨烯、MoS₂) 为原子级薄层材料, 结构脆弱且各向异性显著, 刻蚀需满足形貌可控、边缘精准与逐层均匀三大要求^[16]. 量子器件制造则对超精细图案转移与低电荷积累提出严苛标准, 工艺微小波动即可引发量子比特的退相干, 对等离子体均匀性与能量控制精度提出了前所未有的要求^[17]. 如何以传统 ICP 刻蚀工艺兼容上述新型材料的刻蚀需求, 是当前亟需突破的重要方向.

2) 等离子体稳定性与均匀性的控制

在 ICP 系统中, 等离子体的空间分布非均匀性易引发刻蚀速率与选择性的区域性波动, 该问题在大面积刻蚀工艺中尤为突出^[18,19]. 此外, 等离子体中各组分 (如中性活性基团浓度、离子能量分布函数等) 在时间维度上的非稳态演化亦会削弱工艺过程的稳定性.

3) 极端各向异性与损伤的权衡

先进逻辑与存储器件的结构日益呈现 HAR 特征, 但深宽比依赖刻蚀 (aspect ratio dependent etching, ARDE) 效应在实际工艺中仍普遍存在^[20]. 该效应源于反应物与副产物在 HAR 结构内传输受限、离子通量随深度衰减, 导致沟底刻蚀速率下降、侧壁形貌失真乃至结构畸变^[21-24]. 为增强刻蚀的各向异性常需高能离子轰击, 但同时也易引发掩膜侵蚀、边缘凹陷等结构性损伤^[25,26]. 此外, 等离

子体诱发的电荷积累、线边粗糙度增大等问题会进一步劣化器件电学性能与可靠性^[27-30].

4) 先进制程精度与材料适配的双重约束

当前集成电路制造正面临双重压力: 一方面, 特征尺寸的持续缩小要求刻蚀达到原子级精度, 可行工艺窗口显著收窄; 另一方面, 器件结构与材料体系的多样化则要求刻蚀过程需要具备更强的材料特异性^[31-36]. 然而, 现有工艺仍主要依赖气压、电源频率、气体流量等宏观参数调控, 其在亚纳米尺度下的分辨率与稳定性有限, 已成为制约先进节点良率的关键瓶颈.

5) 基础机理认知与建模能力不足

为提升工艺调控自由度, 一些先进的 ICP 系统引入了多频驱动、脉冲调制等复杂驱动方式, 但其对应的放电物理机制与能量耦合过程尚未得到系统阐明, 且常伴随功率耦合效率下降、谐波干扰增强以及匹配网络稳定性劣化等工程层面的挑战^[37,38]. 与此同时, 现有刻蚀工艺模型在多尺度、多物理场耦合描述与预测能力方面仍明显滞后于实验发展, 制约了工艺参数的快速优化与可预见性调控.

为突破上述技术瓶颈, 有必要继续深化对 ICP 放电机理的系统认知, 并定量揭示工艺参数与刻蚀响应之间的内在耦合关系^[39]. 尽管已有多篇综述分别从工艺背景^[15,40,41]、放电机理^[39,42,43]以及研究与表征方法^[44,45]等角度对 ICP 刻蚀技术进行了系统梳理, 但一个关键科学问题仍缺乏统一而清晰的阐释, 即“工艺参数-等离子体参数-刻蚀性能”三者之间的定量调控关系. 目前, 刻蚀工艺优化在很大程度上仍依赖于高成本、低效率的试错式实验, 难以深入解析多参数耦合下的调控机理, 已成为制约刻蚀一致性提升与制造良率优化的重要瓶颈. 因此, 系统研究上述复杂关联, 对推动 ICP 刻蚀技术在先进与高端芯片制造中的持续应用具有重要的理论价值与工程意义.

基于此, 本文首先概述了 ICP 的放电原理、仿真建模方法及实验诊断技术; 随后从 ICP 源结构与驱动特性、反应腔室设计以及射频偏置 3 个核心模块出发, 系统阐述关键工艺参数的调控机制及其相互作用, 并进一步分析其对刻蚀速率、均匀性、各向异性与选择比等关键性能指标的影响; 最后, 对 ICP 刻蚀技术的发展趋势与潜在研究方向进行了展望.

2 ICP 放电原理及研究技术

2.1 ICP 放电原理

ICP 源通常由布置在反应腔室外侧的射频线圈(即 ICP 天线)进行激励,其能量由高频振荡器经匹配网络耦合输入,并通过电介质窗与腔体内部实现隔离.当种子电子从射频电源在线圈附近激发的感应电磁场中获得的能量超过气体击穿能量阈值时,腔室内低压气体介质发生击穿放电.此后,电子在交变电磁场中持续获得能量,通过碰撞激发与雪崩电离效应不断倍增,最终形成并维持稳定的等离子体放电状态^[46].

ICP 放电初期通常由容性耦合模式(E 模式)主导,其能量主要来源于天线匝间或天线与接地腔壁之间的静电场.该模式下等离子体鞘层较厚、电势起伏显著,易引发高能离子对电介质窗的轰击与损伤^[47].随着射频输入功率的提升,放电逐步过渡至以感性耦合模式(H 模式)为主导,此时电子加热主要由感应电磁场决定,等离子体鞘层明显变薄,等离子体密度显著提高,通常可超过 10^{10} cm^{-3} .尽管在 H 模式下仍可能残留一定程度的容性耦合,从而引发壁面溅射等不利效应,但通过引入法拉第屏蔽结构可对该影响进行有效抑制^[48,49].通过对射频功率的精细分级调控,可实现 E-H 模式之间的可控动态转换^[50-53].

受等离子体内部电磁阻尼效应的限制,交变电磁场激发的感生电流主要分布于等离子体表层,仅在有限的空间范围内参与电子加热,该现象即为趋肤效应^[54].趋肤深度定义为感应电场强度衰减至

腔体边界处峰值 $1/e$ 时所对应的穿透厚度^[55].当趋肤深度与腔室特征尺寸相当时,电子能量吸收与功率耦合效率达到最优;而当等离子体密度进一步升高,使趋肤深度远小于腔室尺寸时,电磁场的有效穿透能力受限,耦合功率随之下降.

根据线圈结构的不同,ICP 源通常可分为平面线圈型与柱状线圈型两类,如图 2 所示.对于平面线圈 ICP,其感应电场主要沿方位角方向分布,电场强度在距线圈中心约为线圈半径一半的位置达到最大,而在轴心区域趋近于零,如图 3 所示^[7].在此类结构中,基片台通常布置在远离天线的区域,二者间距一般为趋肤深度的 2.5—10 倍.相较于主放电区,该区域内的电子-离子复合及中性粒子碰撞等能量耗散过程显著减弱,有利于提升晶圆表面等离子体的反应效率^[7].相比之下,柱状线圈 ICP 的感应电场在腔壁附近最强,并向腔体中心方向逐渐衰减,容易引发等离子体的空间分布不均.同时,为实现稳定放电,其天线线圈长度与腔室半径往往需要满足特定的几何匹配关系,从而在结构设计与尺度扩展方面存在一定限制^[7].而平面线圈 ICP 的直径可实现更为灵活的放大,通过调节线圈尺寸即可对等离子体尺度进行有效扩展,因此在大面积晶圆刻蚀与规模化加工中展现出更为显著的工程优势^[55].

在 ICP 系统中,等离子体密度由等离子体体内电子加热与碰撞电离过程共同决定,主要通过 ICP 天线的射频信号调控.该射频电源的工作频率通常在 1—200 MHz 范围内,其中 13.56 MHz 及其谐波是工业界的普遍选择^[56].离子入射能量与动量则由鞘层区电势降决定,可通过接在基片台上的射频偏压源独立调节,常用偏压频率包括

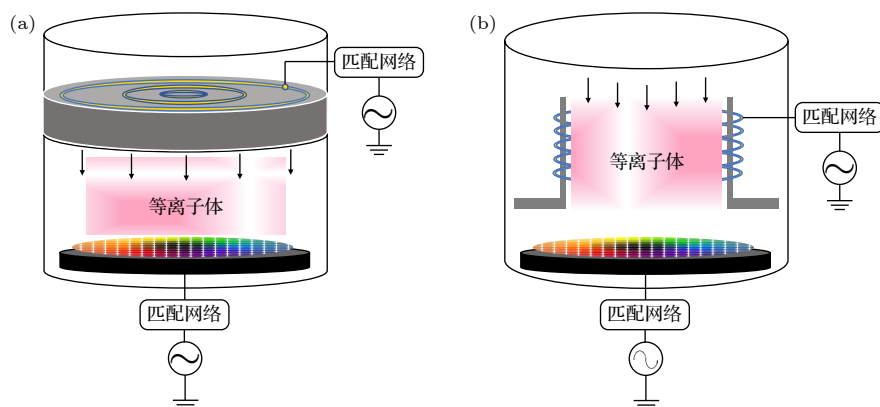


图 2 ICP 蚀刻系统示意图 (a) 平面线圈 ICP; (b) 柱状线圈 ICP

Fig. 2. Simplified diagram of ICP etching system: (a) Planar ICP; (b) cylindrical ICP.

2 MHz, 13.56 MHz 及其谐波 [57–59]. 这种体区与鞘层区分立调控的机制, 使 ICP 体系在一定范围内能够实现等离子体密度与离子动量的近似解耦, 构成了其相较于传统 CCP 的核心优势之一.

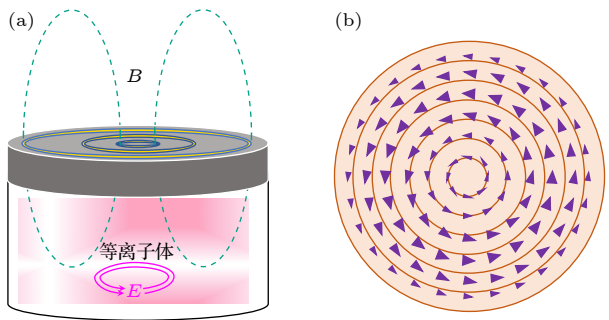


图 3 平面 ICP 的 (a) 电磁场示意图和 (b) 俯视角度下电场示意图 [7]

Fig. 3. (a) Schematic diagram of the electromagnetic field and (b) top-view schematic diagram of the electric field in a planar ICP [7].

综上所述, ICP 放电的建立与维持源于射频感应电磁场驱动下的电子加热与碰撞电离过程, 其放电模式由初始的容性耦合向感性耦合主导的 H 模式演化, 并受趋肤效应等电磁特性的显著影响. 天线结构与腔室几何通过调制电磁场分布和粒子输运行为, 进一步决定了等离子体密度水平及其空间均匀性. 与此同时, ICP 体系在一定条件下能够实现等离子体密度与离子动量的解耦调控, 这一特性构成了 ICP 刻蚀工艺的物理基础.

基于上述放电机理与物理特性, 刻蚀过程中等离子体状态对工艺参数的响应呈现出明显的多尺

度耦合特征. 为突破经验调控的局限性, 一方面需要借助多尺度物理模型来揭示从电磁场耦合到粒子输运的跨尺度现象; 另一方面, 依托高时空分辨率诊断手段实现对等离子体参数的原位测量与反馈控制, 为模型验证与工艺闭环优化提供坚实基础. 下文将围绕等离子体建模与诊断技术两个方面展开系统论述.

2.2 ICP 物理建模方法

在低温等离子体研究中, 物理建模是理解放电机理、辅助实验诊断及指导刻蚀工艺优化的重要手段. 基于物理模型的数值模拟能够在已知工艺条件下预测等离子体状态参数、材料响应行为、刻蚀速率与特征尺寸演化, 从而在一定程度上降低实验成本与试错风险, 加速工艺开发过程.

ICP 由自由电子、离子、中性粒子与激发态物种 (包括激发态原子、分子及自由基) 等多组分构成, 其演化过程涉及电磁场耦合、碰撞输运、库仑相互作用、辐射激发及流体动力学等多种机制, 呈现出显著的多尺度与非平衡特征. 受限于计算复杂度与物理尺度差异, 单一建模方法难以对 ICP 放电行为进行全面刻画. 针对不同物理尺度与应用场景, 研究者发展了多种具有互补特性的建模方法, 主要包括整体模型、流体模型、动理学模型、混合模型及偏压鞘层模型等 [44,60–62]. 表 1 对上述模型的主要特征、适用范围及其优势与局限性进行了系统总结.

整体模型是一种基于流体方程的体积平均方法, 通过忽略空间导数以提高计算效率, 将粒子数

表 1 物理仿真模型的主要特点
Table 1. Key features of physical simulation models.

模型名称	主要特征	适用范围	模型优势	模型局限性	参考文献
整体模型	体积平均; 粒子数守恒方程+准中性条件+功率平衡方程	化学分析; 低气压高密度	简单; 快速计算; 处理复杂化学系统	不可描述空间非均匀性; 基于假设 (例如: 反应速率常数、电子碰撞截面、玻姆速度)	[62–68]
流体模型	基于流体; 连续性方程+动量守恒方程+能量守恒方程	中高气压下粒子碰撞频繁系统; 稳态	捕捉空间分布特性; 高效处理复杂几何腔室	预设速度分布; 难捕捉非局域效应、微观动理学	[61,62,69–72]
动理学模型	Boltzmann方程或 PIC/MCC模拟	低压弱碰撞系统; 非平衡放电; 瞬态现象	良好收敛性与物理准确性; 有效预测微观参数	解Boltzmann方程基于局部场近似、平均能量近似等; PIC/MCC存在固有噪声; 计算复杂	[61,62,73–79]
混合模型	耦合不同物理模型描述同一物理过程	中等压力	平衡准确性和效率; 高度灵活	耦合方案复杂; 需仔细调整	[62,80–82]
偏压鞘层模型	描述鞘层动力学特性; 连续性方程+动量方程+泊松方程+电流守恒	描述电极表面特定区域; 低气压, 等离子体分布均匀	精确描述表面物理; 离子能量/角度分布等微观参数; 射频偏压优化	非完整等离子体建模; 假设射频偏压源功率在鞘层区被完全吸收	[62,83–85]

守恒、准中性条件与功率平衡方程相结合,可快速预测等离子体参数(如密度、温度).该方法计算效率较高,但依赖一定的简化假设,难以刻画空间非均匀性,因此更适合用于化学反应过程复杂而对空间分布要求不高的系统^[62-68].

流体模型通过求解各类粒子的连续性方程、动量守恒方程和能量守恒方程,可描述等离子体的宏观输运行为及其时空分布特性^[69],常用数值实现方法包括有限差分法^[70]、有限元法^[71]和有限体积法^[72]等.该类模型适用于粒子碰撞频繁的中高压放电系统,能够捕捉等离子体的空间分布特性,在处理复杂腔室几何方面具有明显优势.但其通常需要预设粒子速度分布形式(如局部场近似或麦克斯韦分布等)^[61],难以准确刻画非局域效应及微观粒子动力学过程.

动理学模型通过直接求解 Boltzmann 方程^[73]或采用基于粒子模拟/蒙特卡罗碰撞 (particle-in-cell/Monte Carlo collision, PIC/MCC) 的模拟方法^[74-79],能够获得电子和离子的速度分布函数^[61],预测离子能量和角度分布等微观参数.该类模型在低压和非平衡条件下具有更高的物理准确性,为理解刻蚀各向异性机理提供重要依据.然而, Boltzmann 方程求解常依赖局部场近似、平均能量近似等简化处理^[61],而 PIC 方法在以宏粒子表征真实粒子的过程中会不可避免地引入统计噪声,且计算规模较大,对计算资源的需求较高.

混合模型通过耦合不同的建模方法,对同一放电系统中的不同物理过程进行描述,从而在计算效率与物理精度之间实现合理折中.例如流体/MCC 混合模型^[80],适用于建模复杂的、多尺度耦合的低温等离子体系统^[81,82].该类模型不依赖统一的数学框架,具有较高灵活性,已在刻蚀工艺建模中展现出广阔的应用前景.然而,不同模块之间的边界条件与参数缺乏一致性问题显著增加了算法复杂性和结果不可靠性.

偏压鞘层模型主要关注射频偏压条件下电极邻近区域鞘层的动态行为,可用于精确描述鞘层内离子的加速过程,以及贯穿此过程的电子能量与离子角度分布的演化特性^[83-85].该模型通常与整体模型或流体模型联用,对研究刻蚀选择性与特征尺寸控制等关键工艺问题具有直接指导意义.然而,该模型假设偏压功率主要在鞘层区吸收,因此在高

气压或等离子体空间非均匀条件下需谨慎采用.

总体而言,各类物理建模方法在计算效率与物理精度之间存在固有权衡,应根据具体工艺条件与研究目标进行合理选择^[86].低温等离子体仿真的复杂性推动了多种仿真软件的发展. COMSOL Multiphysics 的等离子体模块内置了针对 ICP, CCP 等多种放电接口,可自洽求解物质与电磁场方程,应用广泛且用户界面友好^[87].美国密歇根大学 Mark Kushner 教授团队开发的混合等离子体设备模型 (hybrid plasma equipment model, HPEM) 是经过充分验证的混合模型代码,已被 Quantemol 公司采纳为商用等离子体仿真软件的核心引擎^[81,88].此外, VSim 结合了有限差分时域、PIC 和带电流体 (有限体积) 方法,在复杂电磁与等离子体相互作用问题上具有独特优势^[89].值得一提的是,大连理工大学王友年教授团队自主研发的 MAPS (multi-physics analysis of plasma sources) 仿真软件^[90],专注于 ICP 和 CCP 工艺腔室的多场耦合模拟,集成了流体、PIC/MCC 及整体模型等多种算法,已在多家国内半导体设备企业中获得应用.各类软件在适用场景、计算精度与效率上各有侧重,共同支撑着低温等离子体从宏观腔室设计到微观原子尺度反应的全链条仿真研究.

近年来,人工智能 (artificial intelligence, AI) 驱动的混合建模范式为该领域提供了新的技术路径.通过引入深度学习或循环神经网络,对传统多尺度物理模型进行替代或计算加速,可在保持预测精度的同时显著降低计算开销^[91].例如, Ko 等^[92]基于 HPEM 生成的大规模 ICP 模拟数据训练深度学习模型,实现了对等离子体密度等二维场分布的快速预测,其平均相对绝对误差约为 5%,推理时间缩短至秒级,可用于辅助工艺参数优化. Xiao 和 Ni^[93]进一步提出了一种融合多尺度建模与循环神经网络的 ICP 干法刻蚀优化框架,采用流体模型和动理学蒙特卡罗模型分别模拟等离子体行为与微观刻蚀过程,并通过时空离散方法实现二者耦合.该研究通过数据驱动模型与移动优化策略的结合,在 7.4 s 内实现了对目标刻蚀深度与底部粗糙度的联合调控,显著提升了工艺调控的效率与精度.总体而言, AI 驱动方法为缓解传统物理模拟在复杂性和计算成本方面的局限性提供了有效补充,推动 ICP 刻蚀建模向高精度与高效率并行发展的方向演进.

2.3 等离子体诊断技术

实验诊断是获取等离子体关键参数的直接手段,不仅能够评估刻蚀工艺效果,也为物理建模与数值模拟提供实验验证,从而提升模型预测的准确性与可信度,已成为连接基础理论与工艺优化的重要桥梁.当前常用的诊断技术主要分为5类^[94]: 1) 探针技术,例如朗缪尔探针、磁探针、VI探针(又称电压-电流探针)、微波探针等; 2) 光谱技术,例如发射光谱(optical emission spectroscopy, OES)、吸收光谱(absorption spectroscopy, AS)、激光诱导荧光(laser-induced fluorescence, LIF)光谱、汤姆孙散射(Thomson scattering, TS)等; 3) 质谱技术,如四极杆质谱(quadrupole mass spectrometer, QMS)、飞行时间质谱(time-of-flight mass spectrometer, ToF-MS); 4) 微波技术,例如微波干涉仪、微波反射仪等; 5) 离子能量分析技术,例如阻滞势分析仪.不同方法在可测参数、时空分辨率及侵入性等方面各有侧重,适用于不同放电条件与研究目标.

探针诊断技术因结构简单、成本较低及空间分辨能力突出,是最常用的诊断方法之一^[19,95].朗缪尔探针通过向等离子体中插入金属电极并施加扫描电压,依据伏安特性可提取等离子体电势、电子密度、电子温度及电子能量分布函数等核心参数^[19,96–101].然而,该方法具有侵入性,其精度易受探针表面污染、支架扰动的影响^[102,103].相比之下,微波探针利用微波与电子振荡频率的共振信号测量电子密度,对等离子体干扰小、无需复杂校准且对探针尖端污染不敏感,测量结果比传统的朗缪尔探针更加准确,在低气压等离子体、反应性等离子体中得到了广泛应用.此外,探针技术中还有可用于测量等离子体内部磁场的磁探针^[94],能够采集射频源电压、电流及相位等信息的VI探针等等.

光谱诊断技术通过分析等离子体中原子、分子及自由基的辐射或吸收光谱,实现对等离子体参数与成分的非接触测量^[104–108].其中,OES作为应用最广泛的被动光谱法,可用于诊断电子温度、电子密度及活性物种的种类与浓度;LIF技术对特定自由基的浓度及空间分布具有极高的灵敏度;汤姆孙散射则能直接测量电子能量分布函数与电子密度.光谱诊断系统的性能不仅取决于光谱仪自身,更高度依赖前端采集配件与后端光探测器的协同匹配.前端方面,光纤布拉格光栅(fiber Bragg grating,

FBG)传感器可通过波长漂移机制监测等离子体内部的温度场^[109],而浸入式光探针可实现近场光谱的原位采集.经光栅分光后的信号需由高灵敏度光电探测器进行光电转换与增强,如光电倍增管、电荷耦合器件(charge-coupled device, CCD)或具备纳秒门控能力的增强型CCD(intensified CCD, ICCD),以保障诊断数据的高时空分辨率与微弱信号检出能力^[94].例如,Billeau等^[110]采用FBG, OES结合ICCD相机对冷常压等离子体射流进行时空分辨的气体温度测量;Schmidt等^[111]将飞秒激光双光子吸收LIF用于中等气压非平衡纳秒脉冲等离子体的二维成像诊断,空间分辨率达16 μm /像素,可捕捉放电后微秒级的衰减.Kono和Nakatani^[112]在三光栅汤姆孙散射光谱仪输出端耦合ICCD相机,可在极高端利杂散光抑制条件下,实现高效多通道光子计数探测.光谱技术具有非侵入、高灵敏度及高时空分辨等优势,适用于刻蚀过程的实时监测;但其定量结果往往依赖碰撞辐射模型及相关假设,且实验系统复杂、成本较高,对光学隔离和数据处理能力要求较高.

质谱诊断技术通过采样接口与差分抽气系统,可对离子和中性粒子的质量数、通量及角度分布进行分析^[113,114],是研究气相粒子输运、等离子体-表面相互作用过程的重要手段.该类技术通常需在低压条件下($<10^{-5}$ mbar (1 bar = 10^5 Pa))进行^[115],具有质量分辨能力强、检测精度高等优势,但对系统干扰较为敏感,采样孔易受污染,需配合有效的清洁与校准策略.

微波诊断技术利用电磁波传播常数对等离子体频率 ω_{pe} 的敏感依赖关系 $\omega_{\text{pe}}^2 = e^2 n_e / \varepsilon_0 m$,实现对电子密度 n_e 等参数的非接触式测量^[56,116,117].其中, e 代表电子电量, ε_0 为真空介电常数, m 为电子质量.微波干涉仪可通过监测传播相位偏移对电子线积分密度进行高精度诊断,在 $1 \times 10^{15} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 范围内误差可控制在1%—2%,且具有非侵入和高时间分辨率等优势^[118].但传统微波干涉仪通常仅能获得线积分密度,难以解析空间分布信息,需要引入多路径系统或与其他诊断手段相结合以提升空间分辨能力^[118].

离子能量分布是表征鞘层加速与离子入射特性的核心参数,通常采用离子能量分析仪实现精准测量^[119].依据结构特征,该类仪器主要分为栅网式与弯曲静电平板式分析仪.其中,减速场离子能量

分析仪具有典型的栅网式结构, 其工作原理为: 不同能量的正离子进入加速电场区域后, 仅有满足能量阈值的离子可穿过栅网到达收集极, 通过采集收集极电流随扫描电压的变化关系并对其求导, 即可获得离子能量分布^[120]. 该分析仪工作气压范围较窄 (小于 20 mTorr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$)), 离子透过多层栅极的透射率会随离子能量变化从而影响定量精度, 且计算过程依赖模型假设^[121]. 该装置可实现离子入射能量、角度及通量的原位诊断, 已被广泛用于射频鞘层加速机制、离子轰击行为等刻蚀机理的相关研究.

图 4 总结了经典等离子体诊断技术可测参数及其主要特点, 为研究者针对具体研究需求选择合适诊断方法提供了参考. 近年来, 随着飞秒/皮秒激光器、高效检测器及窄带滤波器^[122]等关键硬件技术的进步, 诸如 TS、LIF 等先进诊断方法在时空分辨率方面取得了显著提升^[3]. 与此同时, 太赫兹时域光谱^[123]等新兴技术不断涌现, 为等离子体的参数测量与动力学过程解析拓展了新的研究维度. 此外, AI 技术的兴起也为等离子体诊断带来了全新的思路与方法. 例如, Kang 等^[124]基于 Tri-CycleGAN 模型, 实现了 OES, QMS 和 ToF-MS 之间的跨技术数据映射, 实现了不同来源诊断数据的双向转

换, 有效弥补了单一技术的局限 (如 OES 的检测盲区、QMS/ToF-MS 的侵入性干扰). 该方法为多源诊断信息融合与高一致性参数重建提供了新的思路, 有望推动等离子体诊断由单一测量向智能化、多参数协同感知方向发展.

3 感应耦合等离子体的调节及原理

ICP 刻蚀的工艺表现最终由等离子体密度、电子能量分布、离子能量/角度分布及其空间均匀性共同决定, 而这些特性则受能量注入方式、腔室几何边界以及偏压鞘层演化的协同影响. 基于此, 研究关注点从放电机理转向刻蚀过程的精确与稳定性控制, 并形成了工程实现与物理机制相结合的研究思路. 相关工作主要沿 3 条主线展开: 首先, 从 ICP 源的天线结构与驱动方式出发, 讨论其对功率沉积特性及等离子体密度分布的调制机制; 其次, 分析反应腔室几何结构、电介质窗设计以及气体输运过程对粒子损失与中性基元空间分布的影响; 最后, 总结射频偏压对鞘层结构与离子运动的调控规律, 并阐明其与 ICP 源之间的协同作用, 从而构面向刻蚀性能优化的工艺参数调控与反应器设计思路.

探针技术	光谱仪	质谱仪	微波技术	离子能量分析仪
测量参数	测量参数	测量参数	测量参数	测量参数
◆ 等离子体电势 ◆ 电子密度 ◆ 电子温度 ◆ 电子能量分布	◆ 电子密度 ◆ 电子温度 ◆ 离子密度 ◆ 物种速度分布 ◆ 成分组成	◆ 粒子通量 ◆ 能量分布 ◆ 质量分布 ◆ 等离子体角度 ◆ 中性物种浓度	◆ 电子密度 ◆ 等离子体频率	◆ 离子通量 ◆ 离子能量 ◆ 离子入射角度
技术特点	技术特点	技术特点	技术特点	技术特点
◆ 侵入式 ◆ 结构简单 ◆ 成本低 ◆ 可局部测量 ◆ 响应灵敏	◆ 非侵入式 ◆ 响应灵敏 ◆ 时空分辨率高 ◆ 要求光学屏蔽及专业数据处理	◆ 非侵入式 ◆ 高分辨率 ◆ 低压环境 ($< 10^{-5} \text{ mbar}$) ◆ 易受污染、干扰	◆ 非侵入式 ◆ 高时间分辨率 ◆ 高测量精度 ◆ 电子密度覆盖范围广 ($1 \times 10^{15} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$) ◆ 仅获取线积分-电子密度 ◆ 依赖多频率源	◆ 非侵入式 ◆ 透射率变化, 影响定量精度 ◆ 低压环境 ($< 20 \text{ mTorr}$) ◆ 计算过程依赖模型假设
文献[19, 95—103]	文献[104—112]	文献[113—115]	文献[116—118]	文献[119—121]

图 4 经典等离子体诊断技术可检测参数与特点

Fig. 4. Measurable parameters and characteristics of traditional plasma diagnostics.

3.1 ICP 源的能量注入机制: 天线结构与驱动方式的协同调控

ICP 天线的结构设计与射频驱动方式共同决定了能量注入的空间分布形态及时间谱特性, 进而直接影响功率沉积分布、电子加热效率以及等离子体密度与均匀性. 由于趋肤效应、驻波效应及寄生容性耦合等因素的共同作用, ICP 源的结构设计往往需在能量耦合效率、等离子体均匀性与表面损伤风险等多重目标之间进行权衡. 本节将从天线几何结构与射频驱动策略两个方面出发, 总结影响等离子体参数的主导物理机制及其具有可迁移性的设计规律.

3.1.1 天线线圈结构及形状的调控作用

天线线圈的几何拓扑结构决定了感应电磁场的空间分布特征及功率沉积形态, 是影响等离子体密度及空间均匀性的关键结构因素. 现有研究可归纳为 3 类: 其一, 导体截面形状与线圈匝数主要通过改变电流分布、等效电阻与线圈电压, 进而影响传导损耗与寄生容性耦合强度^[125-127]; 其二, 线圈的径向与轴向布局通过调节功率沉积峰位改变粒子扩散路径, 实现对径向等离子体均匀性的直接调控^[35,125,127-130]; 其三, 线圈结构设计为等离子体空间整形提供了更大的自由度, 是实现大面积均匀放电的重要途径^[131].

1) 截面形状: 导体损耗与电流分布的约束

线圈导体截面的几何形状会直接影响电流分布与传导损耗. 在高频条件下, 由于趋肤效应与边角电流聚集现象, 局部电流密度会显著升高, 从而加剧导体损耗. Molles 等^[125]基于 HFSS 对长方形、圆形、T 型、折叠型和桥型等多种截面形状进行了系统的电磁仿真分析. 结果表明, 圆形截面能够有效抑制拐角区域的电流集中, 从而降低传导损耗. 同时, 圆形导体在材料利用率和制造工艺方面亦具有优势. 因此, 在面向低损耗与高可靠性的 ICP 天线线圈设计中, 圆形截面通常更具工程应用优势.

2) 线圈匝数: 感性耦合强度与容性效应的权衡

Piejak 等^[132]提出可以用变压器等效模型进行等离子体放电研究, 将等离子体近似成单匝次级线圈. 功率在天线线圈电阻和等离子体等效电阻二者之间分配. 以柱状线圈 ICP 为例, 考虑密度均匀的长圆柱型 ICP 放电, 线圈匝数为 N , 电阻率为 ρ ,

导线横截面积为 s , 腔室半径 R , 线圈半径为 b , 线圈长度为 l , 等离子体趋肤深度为 δ_p , ICP 天线中射频源电流为 $\tilde{I}_{rf}$, 等离子体等效为位于趋肤层内的电流为 $\tilde{I}_p$ 的单匝线圈, 如图 5 所示^[133].

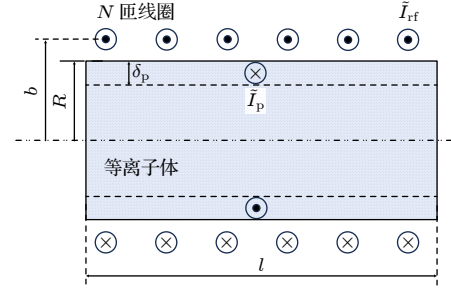


图 5 长圆柱形 ICP 示意图^[133]

Fig. 5. Schematic diagram of a long cylindrical ICP^[133].

N 匝初级线圈的等效电阻 R_{coil} 的计算公式如下^[133]:

$$R_{coil} = \rho \frac{2\pi b N}{s}. \quad (1)$$

在低气压高密度的情况下, 等离子体电阻 R_p 的计算公式为^[133]

$$R_p \approx \frac{\pi R}{\sigma_{dc} l \delta_p}, \quad (2)$$

其中, $\sigma_{dc} = \frac{e^2 n_{es}}{m \nu_m}$ 为直流电导率, e 代表电子电量, n_{es} 为等离子体鞘层边缘处的电子密度, m 为电子质量, ν_m 代表电子与中性粒子的碰撞频率.

R_s 是等离子体在源线圈端呈现的等效电阻, 其计算公式为^[133]

$$R_s = N^2 R_p = \frac{\pi R N^2}{\sigma_{dc} l \delta_p}. \quad (3)$$

射频源的功率传输效率^[133]:

$$\eta = \frac{R_s}{R_s + R_{coil}} = \frac{\beta N^2}{\alpha N + \beta N^2}, \quad (4)$$

其中, $\alpha = \rho \frac{2\pi b}{s}$, $\beta = \frac{\pi R}{\sigma_{dc} l \delta_p}$.

一般而言, 增加线圈匝数可增强感应耦合并提高等离子体密度, 但同时往往伴随更高线圈电压与更强寄生容性耦合. Moon 等^[126]针对柱状 ICP 源的研究表明, 当线圈匝数从 1 增至 2.5 时, 功率传输效率由约 25% 提升至近 75%; 在输入功率 P_{ICP} 为 100 W 的条件下, 等离子体密度由 $0.55 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 增至 $1.45 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 增幅近 3 倍. 此外, 该单端馈电结构易因天线两端电位不均产生较强的容性耦合, 造成离子能量损耗与等离子体密度降低, 可通

过接入终端电容来平衡天线两端电位,有效缓解容性耦合带来的不利影响. Hua 等^[127]在双频圆柱型 ICP 研究中亦观察到线圈匝数增加会提升等离子体密度,并可能引起高能电子数量增加与等离子体电位上升.

3) 线圈布局: 功率沉积重分布与均匀性调控

线圈的径向布局与匝间距将重塑功率沉积位置与扩散通道,是改善等离子体径向均匀性的关键手段. Zhao 等^[128]基于内点法对平面 ICP 的四匝天线布局进行了优化,通过将两个内线圈更靠近中心、两个外部线圈适度外移的方式,缓解了边缘等离子体密度降低的问题. 如图 6(a) 所示,阶梯、等距及优化线圈的等离子体均匀度分别为 90%, 56% 和 96%, 这表明合理布局能够显著改善等离子体径向分布. Sun 等^[129]以二维流体模型比较了平面、梯度、垂直三种线圈结构 (图 6(b)) 的 ICP 放电特性. 在 400 W, 20 mTorr 的条件下,梯度结构可降低电子密度峰值并改善衬底区域均匀性 (不均匀度 $\alpha \approx 0.098$); 而垂直线圈会削弱对称轴附近的等离子体密度,导致均匀度下降 ($\alpha \approx 0.338$). Xiao 等^[35]针对 GaN 刻蚀的双 ICP 源天线,将平面线圈改为双螺旋结构,如图 6(c) 所示. 该结构通过扩大内外线圈间距来降低线圈间场耦合,从而提升刻蚀均匀性. Molles 等^[125]进一步指出,通过调整内外线圈间距、匝间距及“环宽”,并在部分线圈引入轻微锥度形成短锥形螺旋 (如图 6(d) 所示),可在牺牲一定耦合效率的代价下获得更均匀的磁场分布: 当功率主要加载于外线圈时,增大外线圈匝间距有利于改善均匀性;当功率主要加载于内线

圈时,增大内线圈“环宽”可获得类似改善效果. Hua 等^[127]在双频柱状 ICP 系统中对交错与非交错天线排布进行了对比研究,发现交错排布通过实现高、低频放电区域的有效叠加,显著提升了能量沉积效率并增强了电离过程,从而获得更高密度且空间分布更为均匀的等离子体. 布局优化的核心物理思想,在于通过移动并展宽功率沉积区域,来削弱边缘与中心区域之间的密度不均问题. 在工程实现上,可通过调节径/轴向间距、匝间距以及内外线圈的功率分配等参数,实现多自由度的空间整形.

4) 天线结构演进: 从单线圈到阵列化设计

除传统平面线圈和柱状线圈结构外,近年来天线结构的演进为拓展稳定放电窗口与大面积均匀放电提供了新的可能. 一项早期的重要技术是在磁路中引入高磁导率铁芯,旨在增强感应磁场、提升能量耦合效率从而拓宽稳定工作窗口^[134–136]. 尽管该方案在原子尺度的制造工艺中应用受限,但其在特定条件下仍具有工程应用价值. 近期, Kim 等^[131]提出将 ICP 天线与可变电容串联,并与 CCP 电极并联,通过引入谐振效应实现对离子密度与离子能量通量的近线性调控,从而有效缓解 E-H 模式转换引起的密度波动. 此外, Alhr 等^[137]提出,采用分布式天线阵列结构 (如 6×6 平面线圈阵列) 构建周期性涡旋场,实现纵向趋肤深度的稳定控制 (约 3.8 cm) 以及阵列平面内均匀的电场分布. 该方案具有良好的可扩展性,并可通过调节串、并联支路比例实现阻抗匹配,适用于大面积、高均匀度能量注入场的构建.

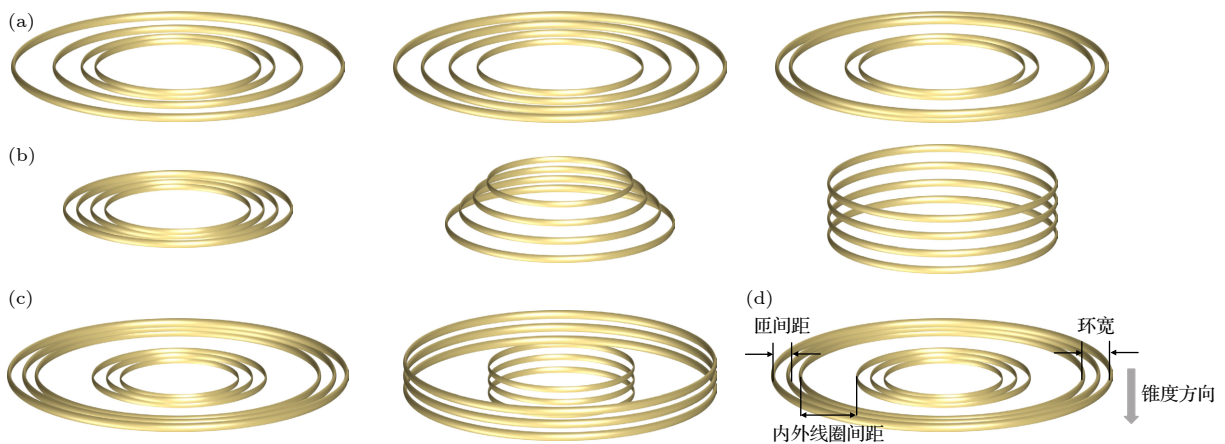


图 6 天线结构示意图 (a) 阶梯/等距/优化结构^[128]; (b) 平面/阶梯/垂直结构^[129]; (c) 双螺旋结构^[35]; (d) 短锥形螺旋结构^[125]

Fig. 6. Schematic diagrams of antenna structures: (a) Stepped/equidistant/optimized structure^[128]; (b) planar/stepped/vertical structure^[129]; (c) double-helix structure^[35]; (d) short tapered helical structure^[125].

天线几何优化本质上属于典型的多目标权衡问题: 圆形导体截面、合理的匝数配置、非均匀的径向与轴向间距以及阵列式布局均有助于改善等离子体均匀性与能量耦合效率, 但往往伴随着等离子体密度峰值的降低、线圈端电压的升高或系统复杂度的增加. 因此, 面向大面积加工与高精度器件制造, 更具通用性的解决方案需要依托电磁-电路-腔室响应的联合建模与全局优化, 从而实现等离子体空间分布的可设计化与均匀调控.

3.1.2 ICP 源的驱动方式

ICP 源驱动方式常分为连续波信号调控与脉冲时序调控两大类. 连续波通过调节射频频率、相位与功率来改变系统趋肤深度与功率沉积形态, 实现等离子体密度及其空间分布的稳态控制; 脉冲时序驱动则利用脉冲关断期的“余辉”扩散与电荷中和效应, 在时域上调控等离子体的瞬态与时间平均特性, 是达成低损伤加工的关键手段.

1) 单频驱动: 功率、频率与相对功率沉积分布的调控

ICP 源功率的提升通常会增强电子加热效率与气体电离率, 提高等离子体电子密度与离子通量, 并在一定范围内改善径向均匀性. Zhao 等^[128]基于二维流体模型对 Ar 放电过程的模拟表明, 随功率由 200 W 提升至 1000 W, 离子通量由 $0.48 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (200 W, 0.01 Torr) 增至 $5.63 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (1000 W, 0.05 Torr), 径向均匀性得到同步改善, 如图 7 所示. 值得注意的是, 气压对电子密度的调控呈现非线性特征: 在低气压区间, 气压升高有利于电子密度提升. 而过高气压会因电子能量获取效率下降及碰撞损耗加剧而导致电子密度下降^[138]. 此外, Yang 和 Wang^[139]在柱状 ICP 中发现, 在吸收功率较低的条件下, 功率密度更易集中于天线线圈边缘, 腔室底部电场相对增强, 该现象与低等离子体密度条件下趋肤深度增大密切相关.

驱动频率的变化会显著影响电场结构与功率密度分布, 是影响 ICP 放电特性的重要调控参量. 一般而言, 频率升高会增强趋肤效应, 使感应电场分布更加集中. Yang 和 Wang^[139]通过对 Ar 放电的自洽模拟发现, 随着驱动频率从 1 MHz 升高至 13.56 MHz, 电场强度与功率密度均显著增大 4—5 倍. 此外, 电子温度与归一化电子能量分布函数

对频率与功率变化呈现出较弱的依赖性, 该结果与 Godyak 等^[140]所指出的高密度 ICP 条件下电子能量分布不依赖于频率的实验观测定性一致.

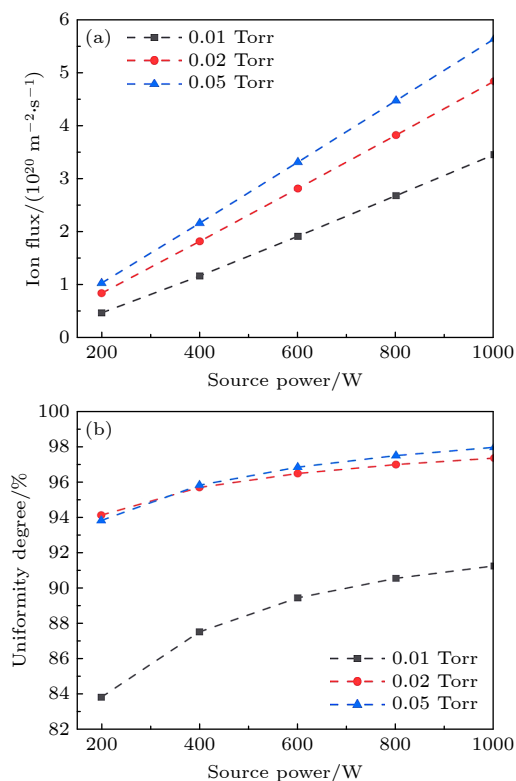


图 7 不同气压下源功率对 (a) 离子通量和 (b) 均匀度的影响^[128]

Fig. 7. Source power dependence of (a) the ion flux and (b) the uniformity degree at different gas pressures^[128].

在多线圈天线结构中, 相位调控为功率沉积分布提供了额外的整形自由度. Agarwal 等^[141]在双同心螺旋线圈仿真系统中指出, 同相驱动较 180° 反相驱动更有利于获得均匀的等离子体分布, 因为反相驱动会导致感应电场发生部分相消进而导致功率沉积分布不均. Brcka^[130]进一步提出四线圈分布式结构, 并结合 $\pi/2$ 动态相位调制, 使等离子体在方位角方向发生移动, 从而利用时间平均效应显著提升刻蚀均匀性. 此外, 相位调控还可通过改变局部电场分布与电子能量分布函数, 调节反应性气体的激发与解离过程, 从而影响自由基的产生速率及其能量分布, 为刻蚀反应的精细调控提供新的手段.

2) 双频驱动: 耦合效率与空间均匀性的协同调控

随着大面积等离子体源成为主流^[142], 传统单频驱动的 ICP 源在大尺寸腔体中易受到驻波效应

制约. 具体而言, 高频信号 (如 13.56 MHz) 虽有利于点火与等离子体密度提升, 但当衬底尺寸与射频信号波长相当时, 易引发电场分布畸变并导致等离子体分布不均匀性增强^[143,144]; 相较之下, 采用低频驱动可在一定程度上缓解驻波效应, 但往往伴随点火困难的问题. 双频驱动逐渐发展为兼顾点火效率与等离子体均匀性的有效解决方案, 其中高频分量主导电子加热以提升密度, 低频分量促进径向扩散以改善均匀性, 且可在同等功率下获得更低的电子温度与等离子体电势, 有助于降低电荷损伤风险.

Sun 等^[70]、Yang 等^[145]研究表明, 在单个 ICP 天线上叠加双频信号时, 高频分量主导电子加热, 低频分量则通过抑制碰撞加热机制使扩散作用占据主导. 如图 8 所示, 当低频分量由 6.78 MHz

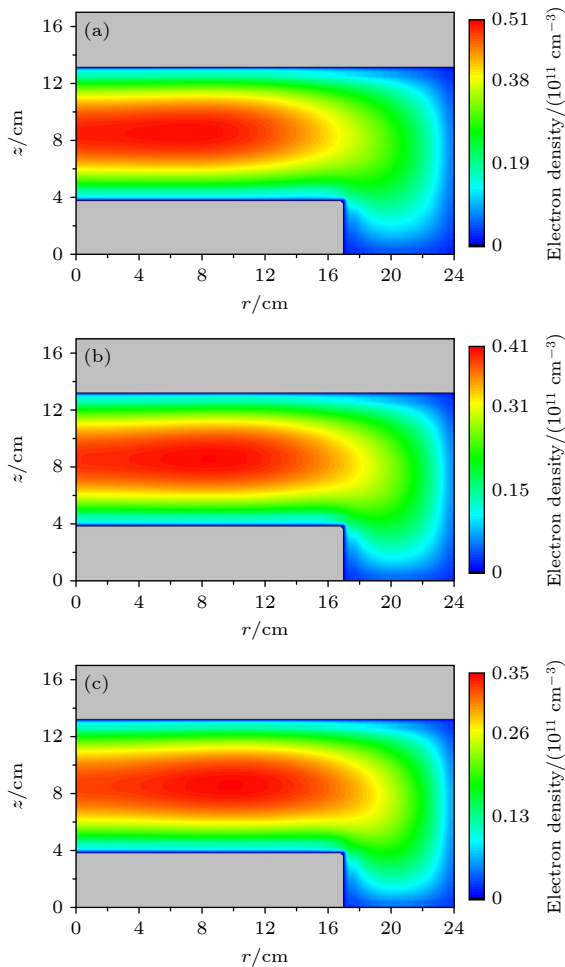


图 8 不同叠加驱动频率下的电子密度分布 (a) 6.78 MHz/13.56 MHz; (b) 4.52 MHz/13.56 MHz; (c) 2.26 MHz/13.56 MHz; 电流值固定为 6 A^[70]

Fig. 8. Distributions of the electron density with both currents fixed at 6 A at different superimposed dual-frequencies: (a) 6.78 MHz/13.56 MHz; (b) 4.52 MHz/13.56 MHz; (c) 2.26 MHz/13.56 MHz^[70].

降低至 2.26 MHz 时, 电子密度不均匀度降至 $\alpha \approx 0.069$. Yang 等^[145]在 CH_4/Ar 混合等离子体中开展了 SiO_2 刻蚀实验, 研究结果显示, 与单频 ICP 源 (13.56 MHz) 相比, 2 MHz/13.56 MHz 双频驱动 (1200 W/800 W) 的 ICP 源可将刻蚀不均匀度由 3.9% 下降至 2.6%.

Mishra 等^[146]在双频双天线 ICP 源 (2 MHz/13.56 MHz 分别驱动内、外线圈) 中发现, 通过调节两频段的功率配比可实现对离子能量分布的有效调控. 低频功率增大会使离子能量分布先展宽后收窄并向低能方向移动; 高频功率提升则使离子能量分布向高能区延伸; 当总输入功率一定时, 可通过调节高、低频功率比例实现对离子能量分布的精确定制.

双频 ICP 源通过高低频信号的协同作用, 可在提升等离子体密度的同时, 实现对空间均匀性的有效调控, 其工艺优势已在多种材料的刻蚀中得到验证. 多频组合与动态调控策略, 进一步拓展了工艺调控自由度, 有助于提升刻蚀过程的稳定性与鲁棒性.

3) 脉冲调制: 时间域能量注入的调控策略

脉冲调制技术将连续能量注入转换为时间域调制, 实现离子轰击与中性自由基化学反应的时序分离. 在脉冲开启阶段, 产生高能电子并促进解离形成大量活性自由基; 在脉冲关闭阶段, 离子轰击减弱甚至停止, 中性基团得以充分扩散并进行各向同性的表面化学反应, 同时带电粒子的扩散过程改善空间均匀性, 并中和表面电荷. 此方法在表面损伤抑制、刻蚀选择性提升及轮廓控制方面表现出优异的工艺性能^[39,147–149]. 需要指出的是, 关断期内等离子体的功率沉积仍能持续一定时间^[150,151], 且余辉期的径向扩散可有效平滑前一周期的密度不对称, 为后续放电提供更均匀的初始条件^[149,152,153]. 在一个脉冲周期内, 电子密度迅速上升并伴随电子温度的短暂峰值; 随后电子密度分布逐渐向扩散主导过渡, 峰值逐渐转移至腔室中心; 关断阶段电子因双极扩散及解离附着过程迅速流失, 导致电子温度骤降^[154]. 图 9 给出了脉冲开启与关闭阶段电子密度、电子温度及电子碰撞电离源项的二维动态演化特征^[155].

实验与模拟研究进一步揭示了脉冲参数的调控规律. Seo 等^[152]通过 SiO_2 刻蚀实验指出, 脉冲占空比越低扩散越充分, 均匀性越好; 双天线同步

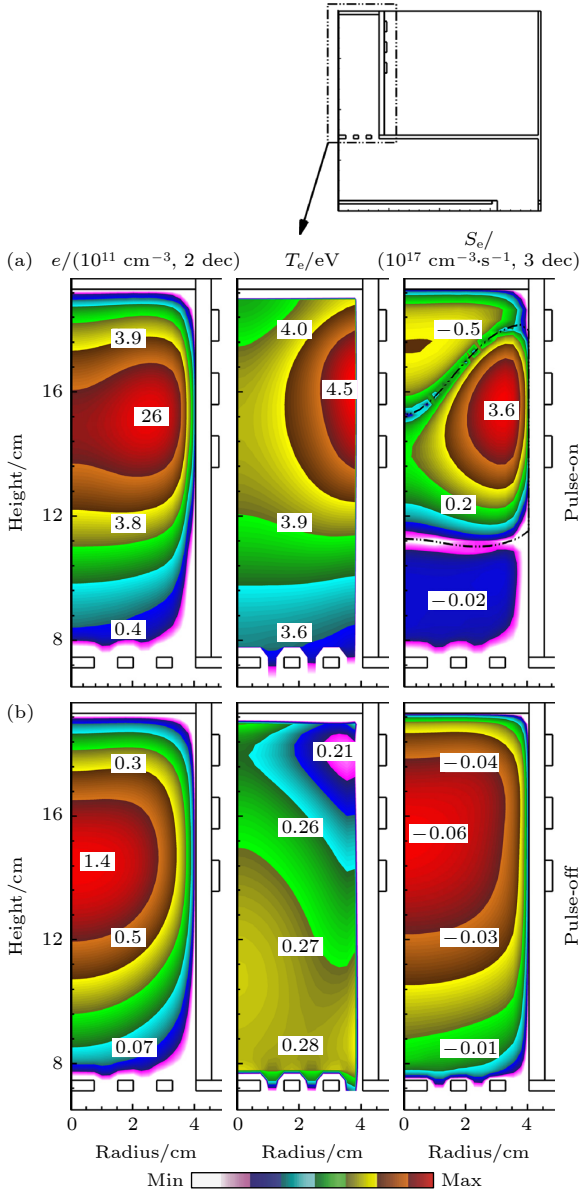


图9 在(a)脉冲开启和(b)脉冲关闭周期的电子密度、电子温度、电子碰撞电离源项的二维分布示意图^[155]

Fig. 9. Two-dimensional distribution diagram of electron density, electron temperature, and electron impact ionization source during (a) pulse-on and (b) pulse-off periods^[155].

脉冲可兼顾关断期扩散增强与导通期的等离子体均匀性维持. Sun 等^[156]采用二维自洽流体模型研究了占空比与相位差的调控作用. 在适当占空比与脉冲频率条件下(如双天线均为30%占空比),可获得优异的均匀性(均匀度 $\alpha \approx 0.05$). 该研究还指出两天线间相移为 180° 时的均匀性优于 90° 条件. Lu 等^[157]提出了连续波/脉冲波相耦合的驱动方式,其中四匝内部线圈接连续波,外部线圈施加脉冲信号. 通过独立控制内外圈功率注入实现密度分布从“中心富集-均匀-边缘富集”的可调,并在特

定电流与占空比(外部线圈电流7 A,占空比40%)条件下获得最佳离子通量均匀性(非均匀度 $\alpha \approx 0.84\%$).

ICP 放电的能量注入可从空间形态与时域-频域两个维度协同调控: 天线几何结构决定感应电磁场及功率沉积的空间分布,射频驱动策略则通过功率、频率、相位及脉冲调制分别实现频域耦合效率优化与时域余辉扩散调控. 二者的协同设计是实现大面积、高均匀性 ICP 放电的关键技术路径.

3.2 反应器边界条件: 腔室几何、电介质窗与气体输运

即使对 ICP 源端的天线结构与驱动策略进行了能量注入优化,等离子体的宏观分布与稳态参数仍会受到反应腔室边界条件的制约. 反应腔室不仅为等离子体提供自持放电的物理空间,更通过几何尺度、材料界面与气体流动方式,深刻影响粒子的生成、输运与损失平衡. 具体而言,腔室几何构型决定了带电粒子的扩散路径与壁面损失强度,电介质窗作为能量耦合界面制约功率传输效率及系统热-电稳定性,而气体输运系统则主导中性反应基元的空间再分布,从而间接调控刻蚀反应的均匀性与选择性. 这些因素共同构成等离子体参数形成的“边界条件约束层”,其作用强度在大尺寸腔体与低压高密度放电条件下尤为显著. 基于此,本节围绕腔室纵横比、电介质窗设计以及气体输运系统3类关键结构因素,系统归纳其对等离子体特性的调控机理.

3.2.1 腔室纵横比的调控作用

在低温等离子体中,粒子在腔室壁面的复合、二次电子发射等一系列表面过程会显著影响其损失速率. 在扩散主导的输运机制下,等离子体密度分布主要受扩散路径长度与壁面损失面积的共同约束,因此腔室纵横比成为调控等离子体的重要几何参数之一^[138,149]. 在如图5所示的理想圆柱形腔室中,依据功率平衡方程,等离子体密度 n_0 与吸收功率 P_{abs} 间的关系为^[133]

$$P_{\text{abs}} = A_{\text{eff}} u_B e \varepsilon_T n_0, \quad (5)$$

其中, $A_{\text{eff}} = 2\pi R^2 h_l + 2\pi R l h_R$ 为粒子损失有效面积, $h_l = n_s/n_0$ 为轴向边缘-中心密度比, h_R 为径向边缘-中心密度比, u_B 为玻姆速度, e 为电子电量, ε_T 为系统中每个电子-离子对的总能量损失. (5) 式

表明, 在固定吸收功率下, 等离子体密度与损失有效面积成反比. 因此, 腔室纵横比调控的物理本质在于通过改变等离子体体积与表面积比率, 直接调控粒子的壁面损失强度与扩散尺度, 从而影响稳态密度水平与空间均匀性.

Kim 等^[158]通过二维探针测量不同腔室间隙下等离子体参数分布, 探究了气压和腔室间隙对等离子体均匀度的影响. 结果表明, 在低气压条件下 (如 5 mTorr), 等离子体呈非局域性, 受反应间隙影响较小; 在较高气压条件下 (如 50 mTorr), 系统逐渐转向局域动力学主导, 等离子体分布对腔室高度变化更加敏感, 随着腔室间隙由 95 mm 减小至 50 mm, 等离子体均匀度显著提升. 在 50 mm 间隙与 5 mTorr 压力下, 离子密度不均匀度可降至最低 (约 4.8%). Son 等^[18]模拟研究了不同腔室半径与高度组合下纵横比对电子不均匀性的影响, 指出纵横比会重塑功率沉积区域的位置与电子温度分布, 且表面积与体积比例的变化会影响等离子体生成与扩散损失之间的平衡, 从而改变等离子体结构. 需要注意的是, 过高的纵横比可能导致等离子体出现鞍形密度分布从而加剧不均匀度^[128].

Hao 等^[159]进一步研究了柱状线圈 ICP 中腔室纵横比对电子损失机制的影响. 小腔室 (腔室纵横比 = 半径/高度 = 0.72) 中体积功率密度更高, 有利于提高电子密度和电子温度, 电子主要通过径向双极扩散损失; 在大腔室 (腔室纵横比 = 0.35) 中电子损失以径向扩散为主. 气压通过改变碰撞频率直接决定扩散难度, 其对均匀性的影响往往强于腔室纵横比. 低压 (0.5—2 Pa) 条件选择小腔室 (腔室纵横比 = 0.72), 高压 (5—10 Pa) 条件选择大腔室 (腔室纵横比 = 0.35) 可获得更优均匀性, 其相应的不均匀度曲线如图 10 所示. 因此, 腔室纵横比的工程设计应与目标气压窗口协同确定, 而不能脱离工艺条件独立优化.

总体而言, 腔室纵横比并不存在独立于工艺条件的最优取值, 其调控作用本质上体现为对粒子扩散路径、有效损失面积及功率沉积分布的协同塑造. 在低气压、非局域运输主导条件下, 等离子体对腔室高度变化的敏感性相对较弱; 而在中高气压条件下, 纵横比通过强化或抑制轴向与径向的扩散过程, 对等离子体密度均匀性产生决定性影响. 因此, 腔室纵横比的设计需与工作气压、腔体尺度及天线布局等因素进行协同优化.

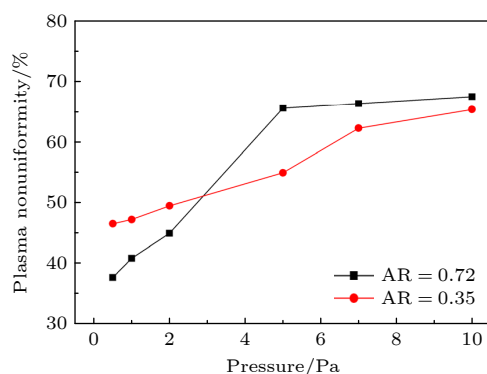


图 10 当源功率 700 W 时, 不同气压下腔室纵横比对等离子体不均匀度的影响^[159]

Fig. 10. Effects of aspect ratio on plasma nonuniformity with 700 W power at different pressures^[159].

3.2.2 电介质窗与气体系统的调控作用

在 ICP 反应腔室中, 电介质窗与气体输送系统共同构成了制约等离子体参数及刻蚀均匀性的关键边界条件.

电介质窗作为天线与等离子体的耦合界面, 不仅需承受高能粒子轰击及腔室内外压差, 其材料介电损耗引发的焦耳热会影响功率耦合效率与放电稳定性. 因此, 电介质窗材料应兼具优异的化学稳定性、低介电损耗、高热导率及匹配的热膨胀系数, 以抵御等离子体腐蚀并缓解热应力引起的形变, 确保系统长期稳定运行. Sun 等^[129]通过仿真研究表明, 阶梯状电介质窗结构可有效抑制等离子体向轴心的扩散, 通过优化阶梯位置 (如设置于 $r = 0.135$ — 0.24 m) 能显著缓解中心离子聚集, 将等离子体径向不均匀度降至约 0.040. 不同电介质窗阶梯位置对应的电子密度空间分布如图 11 所示. Molles 等^[125]指出, 增大线圈与电介质盖板间距虽可降低焦耳热损耗, 其对等离子体功率传输效率改善效果并不明显, 但线圈导体损耗降低约 30%, 有助于半导体刻蚀设备长期量产运行时减少发热.

气体输送系统则主要通过对中性反应基元空间分布的调控来间接影响刻蚀均匀性. 与受双极性电场支配的带电粒子不同, 中性基元因壁面反应性较低, 其浓度分布对气体系统布局极为敏感. Kushner^[160]的模拟研究显示, 非对称抽气配置可导致衬底表面 10%—15% 的方位浓度偏差, 而对称气体系统可消除抽气带来的整体浓度偏移, 径向注气方式平均均匀度更优, 二者均能改善活性物种的方位对称性. Lee 等^[161]在大面积 GaAs 刻蚀实

验中进一步证实, 气流分布与刻蚀深度均匀性高度关联: 无夹具时, 边缘或喷淋头注气易形成“边缘高、中心低”的气流形态, 中心注入则可逆转该趋势; 但引入夹具后, 中心注入因气流受阻反而加剧非均匀性, 此时边缘/喷淋头注气结合夹具与聚焦环的协同优化更为有效.

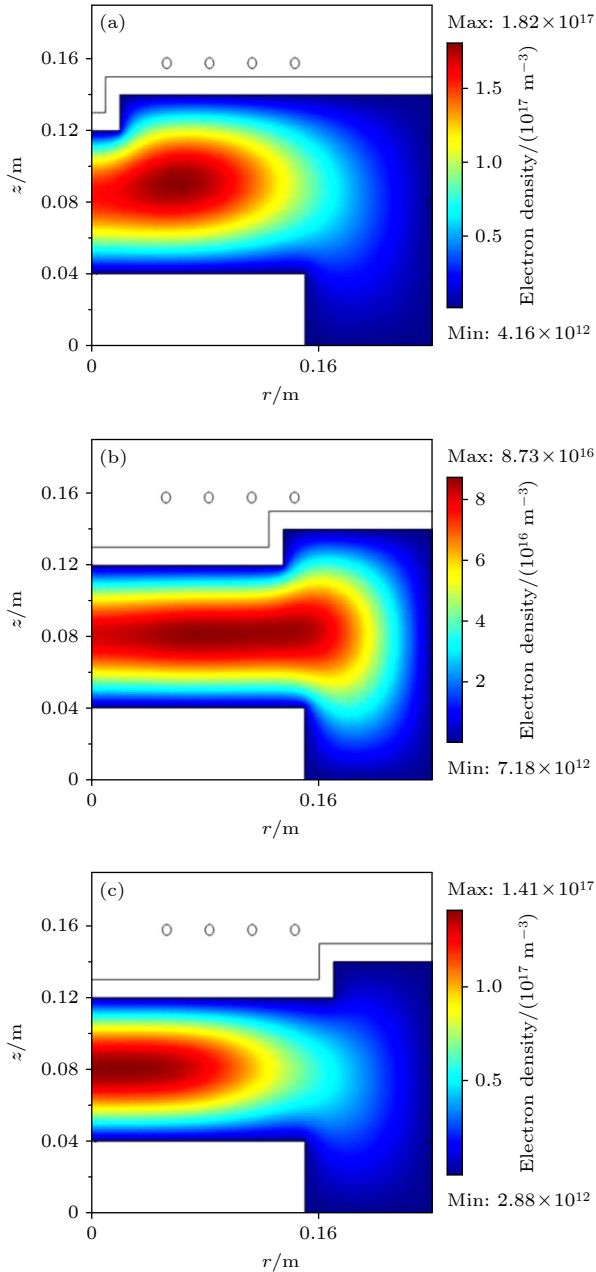


图 11 电子密度空间分布随电介质窗台阶位置变化(源功率 400 W, 20 mTorr) (a) $r = 0.02\text{--}0.24$ m; (b) $r = 0.135\text{--}0.24$ m; (c) $r = 0.17\text{--}0.24$ m 的分布图^[129]

Fig. 11. Steady-state distributions of the electron density as the height of dielectric window increases by 0.02 m between (a) $r = 0.02\text{--}0.24$ m, (b) $r = 0.135\text{--}0.24$ m, (c) $r = 0.17\text{--}0.24$ m for an ICP discharge sustained at 400 W and 20 mTorr^[129].

综上所述, 电介质窗主要影响电磁能量耦合与等离子体输运过程, 而气体输送系统则主要影响中性反应基元的空间分布. 它们与腔室几何结构共同定义了等离子体边界条件的核心要素, 三者的协同优化是实现高均匀性、高重复性刻蚀工艺的必要前提. 此外, 在腔室设计中, 还可通过引入聚焦环、内环及调节环等辅助结构^[161], 对等离子体的径向分布进行更为精细的二次整形, 从而进一步提升工艺的均匀性与可控性.

3.3 偏压鞘层调控: 离子动理学与等离子体-偏压协同效应

在 ICP 刻蚀体系中, 射频偏压直接作用于鞘层区域, 通过调控其电势结构与时间演化, 决定离子入射到衬底表面的能量与角度分布, 其动理学行为在刻蚀各向异性、轮廓控制及电荷损伤抑制中起着关键作用. 因此, 有必要从鞘层动理学与离子输运的角度出发, 系统梳理偏压幅值、频率及调制方式对刻蚀行为的影响规律.

3.3.1 射频偏压源的参数调控作用

要理解偏压功率对等离子体密度的复杂影响, 需考察系统的全局粒子平衡. 在引入射频偏压源的系统中, 等离子体密度计算公式为^[4,57,162]

$$n_p = \frac{P_{\text{ICP}} + P_{\text{Bias}}}{eu_B (A_{\text{eff,G}}\varepsilon_{\text{T,G}} + A_{\text{eff,E}}\varepsilon_{\text{T,E}})} = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{loss}}}, \quad (6)$$

其中, P_{ICP} , P_{Bias} , $A_{\text{eff,G(or E)}}$, $\varepsilon_{\text{T,G(or E)}}$, P_{abs} 和 P_{loss} 分别代表 ICP 吸收功率、吸收的射频偏压功率、接地壁 (或电极) 处粒子损失的有效面积、接地壁 (或电极) 的总能量损失、总吸收功率和每个电子-离子对的总功率损失. 由 (6) 式得出, 射频偏压同时作用于电离过程和粒子损失通道, 从而对稳态电子密度产生耦合影响. 研究表明, 随着射频偏压功率增大, 等离子体密度表现出先降后升的非单调变化规律^[57], 如图 12 所示. 当 P_{Bias} 较低时, 鞘层电势降和鞘层厚度的增加会增强电子向偏压电极的损失, 从而导致电子密度随功率上升而下降; 当 P_{Bias} 超过一定阈值 $P_{\text{B,min}}$ 后, 偏压诱导的电离增强机制逐渐占据主导地位, 等离子体密度随功率进一步提高而回升, 并持续增大^[57]. 同时, 射频偏压幅值提高会显著增强鞘层电场, 离子的加速过程被进一步强化, 从而推动离子能量分布函数的主峰向高能区偏移, 并伴随着峰间距的增大, 如图 13 所示^[59]. 偏压源对刻蚀均匀性的影响可以总结为以下 3 个方面:

一是通过对入射到晶圆表面的离子进行加速来影响刻蚀均匀性;二是偏压源功率的增加使电子获得更多能量,衬底边缘的等离子体生成速率显著增强,从而改善等离子体的径向均匀;三是高频高幅值偏压条件下,鞘层扩展会压缩主等离子体区域,从而改变其空间分布^[163].

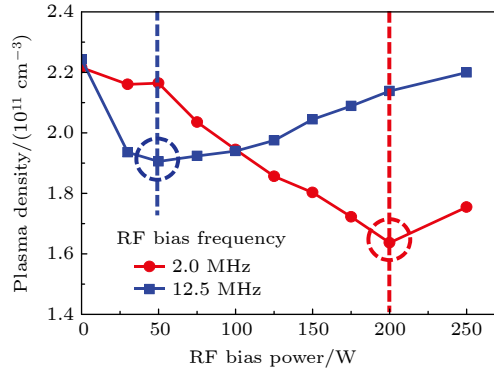


图 12 等离子体密度随射频偏置功率频率 (12.5 MHz 与 2 MHz) 的变化关系, ICP 功率固定为 200 W^[57]

Fig. 12. Variation of plasma density versus RF bias power frequencies of 12.5 MHz and 2 MHz at an ICP power of 200 W^[57].

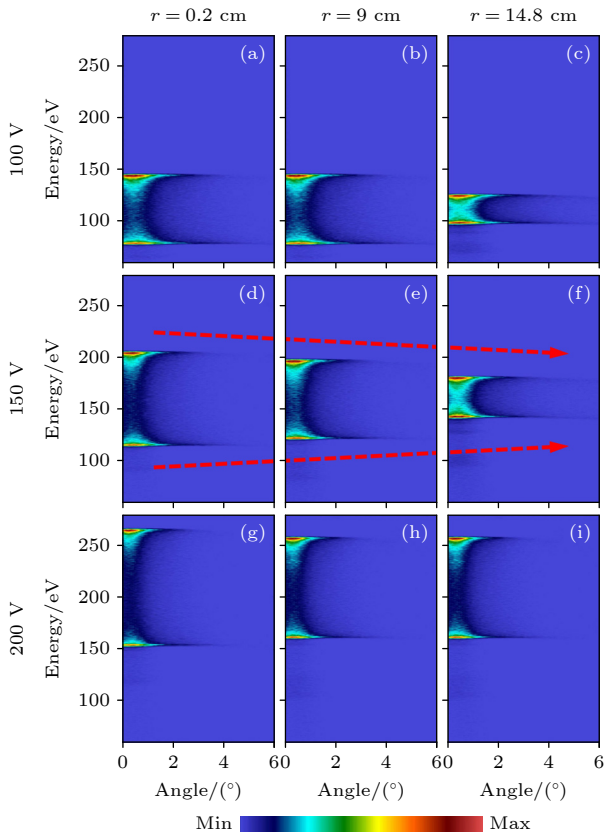


图 13 不同径向位置离子能量与角度分布函数随偏置电压的变化关系 (偏置频率 13.56 MHz, 气压 1 Pa)^[59]

Fig. 13. IEADs at different radial positions as a function of bias voltage at bias frequency of 13.56 MHz, 1 Pa^[59].

与 ICP 源类似,在单频基础上引入多频驱动与时域调制策略,可以实现对离子能量、通量、入射角度及其时间分布的更精细调控,从而为刻蚀工艺提供了更宽广的参数优化空间.在双频偏压条件下,高频分量主导电子加热与电离过程,而低频分量则更直接地调制离子通量^[58].从微观角度看,双频偏压可显著重塑离子能量与角度分布. Zhao 等^[59]对 Ar 等离子体的研究显示,在 13.56 MHz, 200 W, 1 Pa 条件下,双频偏压使离子能量分布函数呈现三峰或四峰结构,其峰位和形貌对双频分量的相对相位高度敏感 (图 14). 因此,可通过调节相位参数实现对离子入射能量与角度分布的精细整形.

脉冲偏压通过在时域上周期性开关鞘层电场,显著增强了等离子体处理的灵活性,在 HAR 结构刻蚀中展现出独特优势^[164]. Kim 等^[164]对比了直流偏压与 50% 占空比脉冲偏压下 Si 与 TiO₂ 纳米结构的刻蚀性能,相关数据汇总于表 2. 两种模式下刻蚀行为的差异主要源于离子输运与表面电荷效应的变化:脉冲偏压下正离子能量略低,可减弱侧壁轰击损伤;同时,高能负离子显著增加,有助于中和侧壁电荷,抑制离子偏转与轮廓缺陷. Chae 等^[165]的原位诊断进一步表明,脉冲偏压启动后,偏压电压与等离子体电位之差会引发电子密度瞬态下降,即“电子抽吸”效应,这对理解电荷损伤的缓解机制具有重要意义.

3.3.2 射频偏压源与 ICP 源间的协同效应

射频偏压与 ICP 源之间的协同效应并非简单的功率叠加关系,而是通过粒子平衡、电位结构与时序演化过程形成的多尺度协同调控.在直流工作模式下,射频偏压主要通过改变鞘层电势降与电子-离子损失通道,重塑系统的全局粒子平衡,从而在一定条件下反向影响主等离子体特性.在低 ICP 源功率情况下,偏压引起的电子密度变化与偏压功率的平方根成正比,表明其对等离子体具有较强的调控能力^[166];但随着 ICP 源功率升高,其感应电场逐渐主导电子加热过程,偏压源对等离子体密度与均匀度的影响显著减弱,这一趋势已在多个研究中得到了验证^[58,167].

在此基础上,同步脉冲技术通过在规定时间内精确协调 ICP 源与射频偏压源的导通时序,为二者协同调控提供了新的自由度,显著扩展了可用工艺窗口^[154]. Banna 团队^[168,169]经系统研究表明,通过调节脉冲频率、占空比及 ICP-偏压源间相位差,可

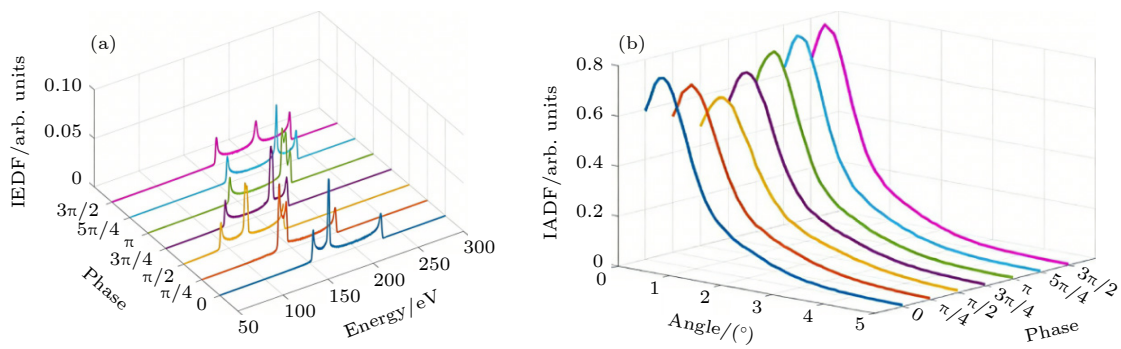


图 14 径向中心处不同相对相位角的 (a) 离子能量分布函数和 (b) 离子角度分布函数^[59]

Fig. 14. (a) IEDFs and (b) IADFs at the radial center for different relative phase angles^[59].

表 2 直流偏压与 50% 脉冲偏压条件下多维度刻蚀性能对比数据^[164]

Table 2. Comparative data of multi-dimensional etching performance under DC bias and 50% pulsed bias conditions^[164].

对比维度	直流偏压	脉冲偏压(1 kHz频率、50%占空比)
刻蚀速率	◎Si(SF ₆ /C ₄ F ₈ /Ar): 约218 nm/min ◎TiO ₂ (BCl ₃ /Ar): 约43 nm/min	◎Si: 约189 nm/min(低于直流, 但高于50%) ◎TiO ₂ : 约41 nm/min
ARDE效应	◎Si(纵横比5.0, EBR图案): 归一化刻蚀速率0.5(降至blanket Si的50%) ◎TiO ₂ (纵横比2.8): 归一化刻蚀速率0.66 ◎线图案ARDE效应显著高于柱图案	◎Si(纵横比5.0, EBR图案): 归一化刻蚀速率0.64 ◎TiO ₂ (纵横比2.8): 归一化刻蚀速率0.93 ◎线/柱图案ARDE效应均大幅缓解
刻蚀形貌	◎大/小间距图案刻蚀深度差异大 ◎Si纳米柱完全刻蚀后出现明显缺口 ◎部分场景观察到微沟槽	◎大/小间距图案刻蚀深度差异显著缩小 ◎无缺口缺陷 ◎无明显微沟槽, 刻蚀均匀性提升
刻蚀选择性	◎Si/PR: ≈3.25 ◎TiO ₂ /PR: 2.25—2.75 ◎Si/EBR: 1.1—1.3	◎Si/PR: 2.9—3.1(略低于直流偏压) ◎TiO ₂ /PR: 1.8—2.0(略低于直流偏压) ◎Si/EBR: 1.8—1.9(高于直流偏压)
表面成分	线图案(窄开口, HAR)与柱图案(宽开口, 低纵横比)表面成分(Si/C/F, Ti/C/Cl)差异大	线/柱图案表面成分相似, 自由基吸附与刻蚀产物去除更均匀
等离子体物种	两种方式下解离物种峰强度一致, 无显著变化(气体解离主要依赖ICP源功率)	
离子能量分布	◎正离子能量: 0—120 eV ◎负离子/电子能量: 0—20 eV ◎射频峰值电压稳定在+ 10— -110 V	◎正离子能量: 0—120 eV(略低于直流偏压) ◎负离子/电子能量: 0—45 eV(显著高于直流偏压) ◎脉冲关断期无电压, 导通期射频峰值电压从+45 — -75 V降至直流水平
表面充电情况	连续高能正离子轰击导致刻蚀底部带正电、顶部带负电, 正离子偏转至侧壁, 加剧缺陷	脉冲关断期高能负离子/电子中和侧壁电荷, 消除表面充电, 减少正离子偏转

实现对等离子体电位、电子温度与离子密度的有效控制. 余辉阶段等离子体电位低于 5 V、电子温度低于 0.5 eV, 且几乎不存在高能离子, 局部区域甚至可能出现“鞘层崩溃”现象. 此外, 该技术可将射频反射率从传统单源脉冲模式的 70% 降至 10% 以下, 并在亚 50 nm DRAM 栅极刻蚀中使关键尺寸均匀性相较连续波模式提升约 2 nm, 同时有效抑制了微沟槽缺陷. 在 ICP 源、射频偏压源完全同相的条件下, Brihoum 等^[170]研究了占空比对离子通量与能量分布的影响. 结果表明, 在 Ar 等离子体中, 离子通量在活性辉光期可快速趋近连续波模式的稳态值, 对占空比变化的敏感性较弱, 其离子速

度函数分布呈双峰结构, 其中离子高能峰位置基本保持稳定, 其积分面积大致随占空比同步变化; 而在 Cl₂/SiCl₄ 等电负性等离子体中, 占空比对离子通量与能量分布的影响显著增强, 低占空比条件下可同时抑制离子通量并提升离子能量. 例如在 25% 占空比时, 离子能量可达连续波模式的 4 倍以上, 而离子通量则大幅下降.

ICP 刻蚀过程中等离子体的微观特征参数构成了刻蚀反应得以受控的物理基础. 刻蚀工艺的宏观表现可视为上述等离子体参数经由离子轰击、自由基反应与表面化学过程综合驱动的外在响应. 下文将从刻蚀工艺的视角出发, 系统梳理等离子体参

数对关键刻蚀性能指标的影响规律, 并进一步讨论不同工艺目标下的内在制约关系与优化策略.

4 刻蚀性能指标与优化方法

在等离子体刻蚀过程中, 图案由掩膜向晶圆的有效转移受到多项刻蚀性能指标的共同约束: 刻蚀速率、均匀性、各向异性与选择比分别对应加工效率、空间一致性、几何保真度及材料选择性, 是评估刻蚀工艺成熟度与适用性的核心性能指标.

4.1 刻蚀速率与控制方法

刻蚀速率通常以单位时间内材料被去除的深度来衡量, 单位为纳米/分钟 (nm/min)(或埃/分钟 (Å/min); $1 \text{ nm/min} = 10 \text{ Å/min}$), 其计算公式可表示为^[14]

$$R = (d_{\text{before}} - d_{\text{after}})/t, \quad (7)$$

此处, d_{before} 和 d_{after} 分别代表刻蚀前后的材料厚度 (单位: nm), t 为刻蚀时长 (单位: min). 作为最直观的工艺指标, 刻蚀速率不仅反映加工效率与产能水平, 也综合表征了反应物供给、能量注入及反应产物去除之间的平衡状态. 因此, 刻蚀速率并非简单由单一工艺参数控制, 而是多种等离子体过程耦合的结果^[31,171].

ICP 源功率通过调控等离子体密度与活性粒子浓度, 对刻蚀速率起到基础性调控作用^[171]. Xiao 等^[35] 在 Cl_2 等离子体刻蚀 GaN 基器件的实验中发现, 较高的 ICP 功率 (800 W) 有助于维持高密度等离子体并生成更多 Cl 自由基, 从而提高刻蚀速率. Huang 等^[155] 在以中性活性物种为主导的远程刻蚀体系中发现, ICP 源功率主要通过增强前驱体的解离来对刻蚀速率产生显著影响. 当 ICP 源功率从 100 W 增至 800 W 时, NF_3 解离度及 NO/N 原子生成率提高, 晶圆中心的刻蚀速率从 20 nm/min 升至 320 nm/min, 边缘的刻蚀速率从 20 nm/min 升至 90 nm/min. 然而, 过高的 ICP 源功率可能导致反应物在到达刻蚀材料表面前发生提前解离, 或引发溅射解吸等副效应而造成刻蚀速率下降^[40].

气体成分与工作气压则通过调控反应路径与输运过程, 对刻蚀速率形成进一步约束. 在反应体系中, 通过调控反应性气体或助反应物种的配比, 可提高活性物种浓度、促进挥发性产物的生成或非挥发性残留物去除, 从而增强刻蚀反应过程.

Coburn 和 Winters^[172] 指出, Ar^+ 离子可通过促进 XeF_2 的化学解离与去除非挥发性残留物的方式提升刻蚀速率. Shul 等^[40] 在 $\text{Cl}_2/\text{H}_2/\text{Ar}$ ICP 刻蚀 GaN 的实验中发现, 随着 Cl_2 比例由 40% 提升至 90%, 活性 Cl 浓度显著增大, 刻蚀速率相应提高约 80%. Racka-Szmidt 等^[173] 报道, 在 SF_6/O_2 刻蚀 SiC 的工艺中, 适量的氧气 (体积分数约为 15%—20%) 可促进 F 原子生成, 从而提升刻蚀速率; 但过量氧气会导致 SiO_x 钝化膜形成而抑制刻蚀. 随工作气压增大, 刻蚀速率呈现先升高后降低的变化趋势, 这是由于在低气压条件下反应物浓度受限制约刻蚀反应, 而气压过高会因碰撞加剧导致等离子体密度降低, 从而引起刻蚀速率的下降^[40].

射频偏压源主要通过调控离子入射能量增强物理轰击来影响刻蚀速率. 提高偏压功率通常可增强离子轰击强度, 从而加快刻蚀速率^[174]. 在相同总功率条件下, 脉冲偏压由于关断期间的电荷中和效应, 可在开启阶段提高有效化学刻蚀效率, 使刻蚀速率优于连续偏压模式^[164].

此外, 刻蚀结构与具体的刻蚀工艺条件也会在一定程度上影响刻蚀速率. 例如, 脉冲等离子体技术可利用关断期的粒子再分布缓解 ARDE 问题^[164]. 从结构角度看, 相较于封闭的沟槽结构, 开放式 MESA 结构的反应界面更易与活性粒子接触, 因此其刻蚀速率通常更高^[173]. Welch 等^[175] 对 3 种常用硅刻蚀工艺进行了系统比较, 包括基于 HBr 的 SOI 工艺、室温氟化硅蚀刻工艺和低温硅蚀刻工艺, 指出不同工艺间刻蚀速率的差异主要源于反应产物的挥发性、表面钝化行为以及能量耦合效率等反应机制的不同.

4.2 刻蚀均匀性与参数耦合关系

刻蚀均匀性用于表征晶圆不同空间位置刻蚀速率的一致程度, 是衡量工艺稳定性与良率的关键指标, 通常定义为 $U = (E_{\text{max}} - E_{\text{min}})/(2\bar{E}) \times 100\%$, 其中, U 代表不均匀度, E_{max} , E_{min} 和 $\bar{E}$ 分别表示晶圆范围内的最大、最小及平均刻蚀速率^[176]. 理想情况下, 晶圆不同位置、不同图案区域, 刻蚀速率应保持一致, 但随着晶圆尺寸增大, 刻蚀均匀性成为限制工艺窗口扩展的重要因素. 从物理本质上看, 刻蚀均匀性直接映射了等离子体空间分布特性在晶圆表面反应过程中的作用结果.

ICP 天线结构、驱动频率及功率分布直接影响功率沉积的空间形态, 从而决定等离子体密度的径

向与轴向分布特征;多线圈结构、多频驱动及功率分区调控均被证明可有效改善大面积等离子体的均匀性.相关机理与实验结果已在前文中进行系统阐述,此处不再赘述.需要强调的是,当源端非均匀性较为显著时,后续工艺参数的调节往往只能起到有限的补偿作用,难以从根本上消除等离子体分布的不均.

腔室结构与气体输运系统对等离子体均匀性的约束同样显著.腔室纵横比、电介质窗结构及气体输运方式会改变粒子的扩散路径和中性物种再分布特性,进而影响刻蚀均匀性.尤其在中低气压条件下,中性自由基的输运与消耗对径向刻蚀一致性具有决定性影响.对称的气体输运系统设计、合理的腔室尺度匹配以及精准的边缘流场调控,是实现高均匀性刻蚀的关键工程手段.

适度的射频偏压可改善晶圆边缘区域的等离子体生成条件与离子入射特性,从而缓解中心与边缘区域的刻蚀速率差异.此外,脉冲偏压调制可通过时间平均效应改善离子输运过程,在一定程度上提升刻蚀均匀性.

除以上传统半导体器件刻蚀之外,基于 ICP 的原子层刻蚀在二维材料刻蚀中表现出均匀移除的潜力. Kim 等^[177]利用 ICP 产生氯自由基吸附与低能氩离子轰击相结合的原子层刻蚀机制,通过化学吸附辅助物理脱附的自限性循环方式,成功实现了二硫化钼 (MoS_2) 的原子级精度逐层移除,验证了 ICP 体系通过多物理场协同调控实现均匀性与原子级精度兼顾的技术潜力,为大尺寸晶圆先进器件的原子级加工提供了可行路径.

4.3 各向异性与离子束调控

刻蚀各向异性用于表征材料在垂直方向与侧向方向刻蚀速率的差异程度,是实现 HAR 结构与精确轮廓控制的核心指标,通常以各向异性因子 A 表征,其表达式为 $A = 1 - V_s/V_p$,其中 V_s 代表与刻蚀截面相切方向的刻蚀速率, V_p 代表与刻蚀截面垂直方向的刻蚀速率^[15].随着关键特征尺寸缩小,深沟槽刻蚀对各向异性要求显著提高.从机理上看,刻蚀各向异性源于定向离子轰击与各向同性化学反应之间的竞争关系.图 15 展示了 HAR 孔结

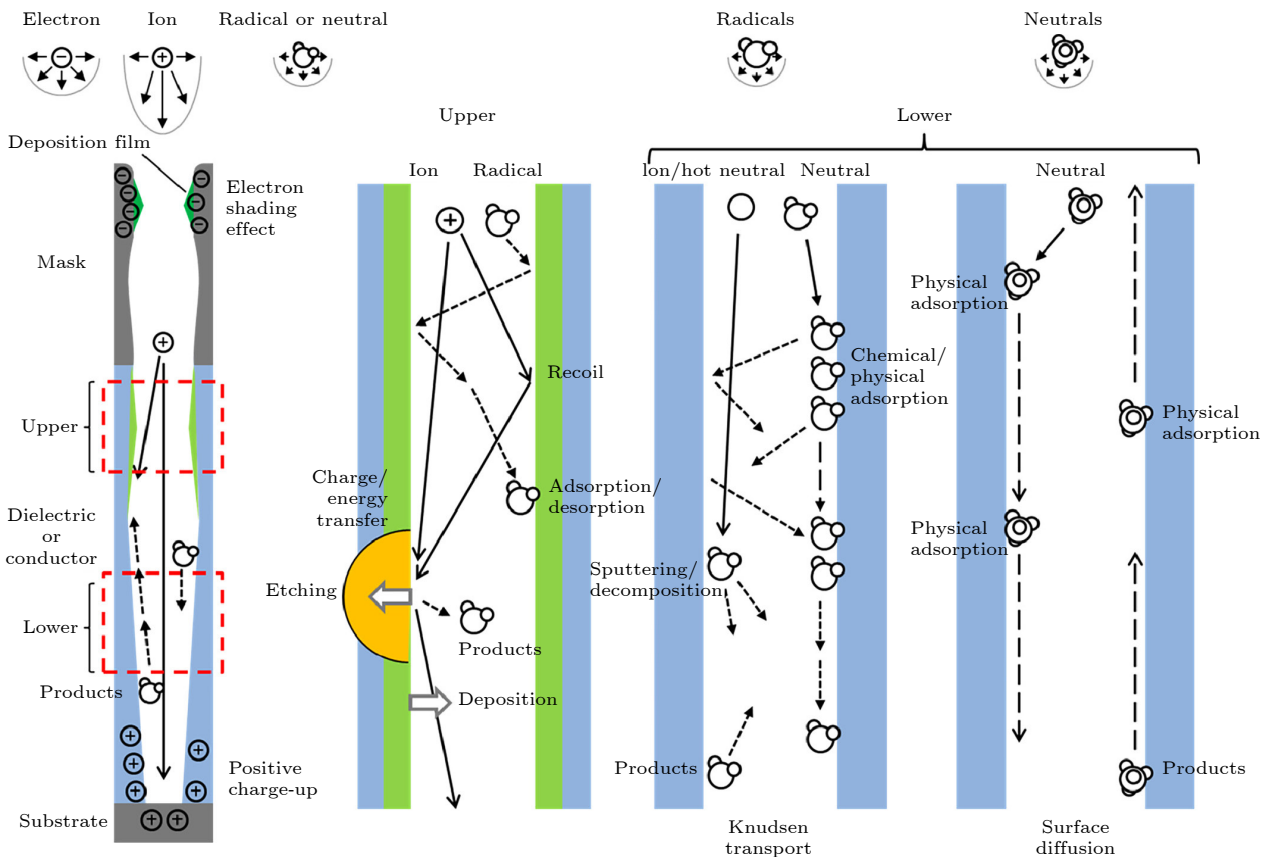


图 15 HAR 孔蚀刻工艺中的关键反应及其特征^[2]

Fig. 15. Key reaction in etching processes of HAR holes and features in insulators and conductors^[2].

构蚀刻过程中, 电子、离子、自由基等粒子之间发生物理吸附、反冲、溅射与化学反应等多种过程^[2]. 其中, 离子主要沿鞘层电场方向加速入射, 决定刻蚀的方向性; 而中性自由基则以近各向同性方式参与反应, 倾向于削弱侧壁选择性. 因此, 能否在不牺牲化学反应效率的前提下维持高度定向的离子通量, 是实现高各向异性的核心问题.

等离子体密度与工作气压是决定离子束特性的基础性参数. 较高的等离子体密度有助于提高到衬底表面的离子通量, 从而增强离子主导的刻蚀作用并改善各向异性^[41]. 工作气压则通过调节粒子的平均自由程影响离子在传输过程中的能量保持能力与角度散射程度. Dowling 等^[178]在 O_2/SF_6 刻蚀 SiC 的研究中发现, 在 10 mTorr 气压下, 刻蚀速率与方向性之间可获得较优折中; 过低气压会导致反应物供应不足, 而过高气压则会因碰撞加剧削弱离子束的准直性, 不同压力条件下的沟槽刻蚀速率及相应的 SEM 形貌如图 16(a), (d) 所示. 射频偏压功率可以直接调控离子能量及其入射角度分布, 对刻蚀侧壁垂直度具有决定性作用. 在一定范围

内提高偏压功率可增强离子轰击动能, 从而使刻蚀过程以法向刻蚀为主, 维持良好的侧壁垂直度. 实验中还指出, 在约 50 W 偏压条件下, 沟槽侧壁角度可提升至约 88° , 深宽比可达 18.5:1, 如图 16(b), (e) 所示. 然而, 过高射频偏压功率可能诱发掩模再沉积, 不利于形貌控制. 气体成分可通过调控刻蚀与钝化间平衡来影响各向异性. 在 O_2/SF_6 等离子体系统中, SF_6 提供高活性 F 原子以驱动刻蚀反应, 而 O_2 则通过促进反应物生成并参与侧壁钝化, 对刻蚀形貌起到调控作用. 当氧气比例约为 20% 时, 可在刻蚀速率与侧壁平直度之间获得较优折中. 当氧气不足时, 则会导致侧向刻蚀增强, 而氧气过量则会因钝化膜过厚抑制刻蚀反应^[178], 相应的刻蚀结果及 SEM 形貌如图 16(c), (f) 所示.

不同刻蚀策略在深沟槽形貌调控方面展现出显著差异. Zhang 等^[179]研究发现, 传统博世工艺通过 SF_6 刻蚀与 C_4F_8 钝化的交替循环实现 HAR 结构加工, 但不可避免地产生“扇贝状”侧壁形貌; 伪博世工艺通过同步引入 SF_6 与 C_4F_8 改善侧壁轮廓, 但易引发侧蚀; 相比之下, 低温刻蚀工艺利用

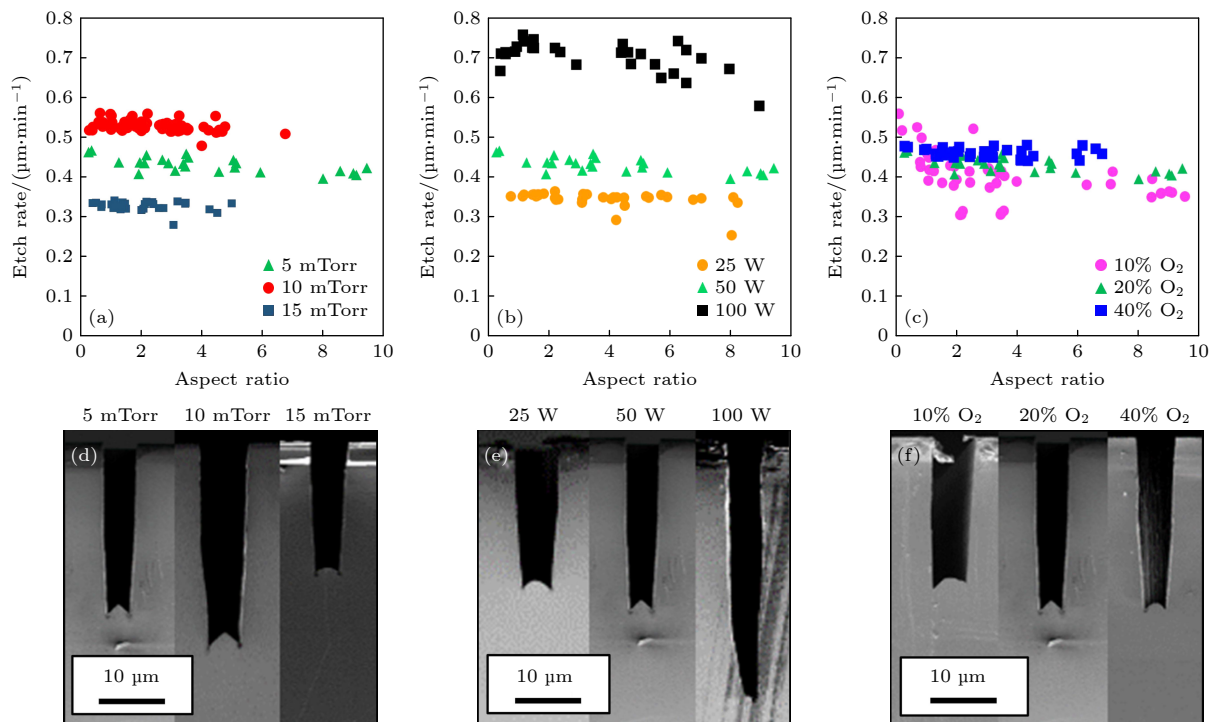


图 16 不同样品 SiC 沟槽蚀刻速率随深宽比的变化关系 (a) 改变压力; (b) 改变偏置功率; (c) 改变氧气比例; 不同样品开口宽度约 $6\ \mu\text{m}$ 沟槽的 SEM 图像 (d) 改变压力; (e) 改变偏置功率; (f) 改变氧气比例^[178]

Fig. 16. Etch rate of SiC trenches as a function of aspect ratio from different samples: (a) Varied pressure; (b) varied bias power; (c) varied oxygen; SEM images of trenches with opening widths of approximately $6\ \mu\text{m}$ from different samples: (d) varied pressure; (e) varied bias power; (f) varied oxygen fraction^[178].

SF_6/O_2 体系中形成的原位 SiF_xO_y 钝化膜, 在较低温度下实现了稳定的侧壁保护. 综合对比 3 种工艺, 低温刻蚀在侧壁光滑度、垂直性及刻蚀效率方面表现最优, 为高精度深沟刻蚀提供了可行路径.

4.4 选择比控制策略

刻蚀选择比用于表征目标材料与掩膜或底层材料之间的刻蚀速率差异, 通常定义为 $S = R_1/R_2$, 其中 R_1 是目标材料的刻蚀速率, R_2 为参照材料的刻蚀速率^[14]. 高选择比不仅有助于实现目标材料的精确去除, 还能有效抑制非目标层损伤, 是保障高保真图案转移与器件一致性的关键指标. 与刻蚀速率和各向异性不同, 选择比并非单一等离子体参数的直接映射, 而是综合反映了不同材料表面在化学反应路径、挥发性产物生成能力以及钝化层形成与破坏动力学等方面的差异, 其优化通常依赖于反应气体组成、工作气压以及 ICP 源与射频偏压源功率等多参数的协同调控.

在含氟前驱体体系中, 通过调节气体组成以改变表面反应通道, 是实现高选择比的有效途径. Hsiao 等^[180] 在 $\text{CH}_2\text{FCHF}_2/\text{O}_2/\text{Ar}$ 混合等离子体中蚀刻 SiN 的实验表明, CH_2FCHF_2 分压是调控 SiN/ SiO_2 和 SiN/poly-Si 选择比的核心参数. 当其分压适中时, CHF_2^+ 活性物种优先与 SiN 表面反应, 使其刻蚀速率显著提升; 而分压过高则导致碳聚合物在表面沉积, 抑制反应进行并导致选择比降低. O_2 的引入可促进 CHF_2 自由基生成并抑制聚合膜的沉积, 在适当的 O_2 流量条件下, SiN 对 SiO_2 与 poly-Si 的选择比可明显改善. 此外, O_2 的加入及前驱体浓度变化还会降低电子密度, 从而间接调控活性物种的生成与分布, 展示了通过气体比例

调节等离子体化学环境以实现反应选择性的典型机制.

随着 III-V 族半导体材料在微电子和光电子领域的广泛应用, 其刻蚀选择性的调控问题受到持续关注. 在氯化物与 SF_6 混合气体的 ICP 反应离子刻蚀中, 选择比的形成机制典型地体现出“刻蚀-钝化竞争”的特征: 氯物种优先刻蚀 V 族材料, 而氟物种在 III 族材料表面形成稳定的 AlF_x 钝化层, 通过调整氯化物与 SF_6 气体比例即可实现对刻蚀选择比的灵活调控^[181,182]. 此外, 腔内气压通过改变活性物种的输运效率与钝化层的稳定性, 进一步影响刻蚀速率与选择性之间的平衡关系^[182]. ICP 源功率的提升通常会增大等离子体密度与化学活性物种浓度, 从而加速 V 族材料蚀刻速率并提升选择比, 但其效果在不同反应体系中存在差异. 射频偏压功率在一定范围内的提高, 可通过增强离子轰击促进 V 族材料刻蚀, 而钝化层因抗轰击能力较强, 从而使选择比随之上升; 然而, 当偏压功率过高时, 钝化层被破坏, 反而导致选择性恶化. Zhang 等^[182] 通过调控 BCl_3/SF_6 气体比例、ICP 及射频偏压功率, 获得了 p-GaN/AlGaN 体系的选择比响应规律, 如图 17 所示. 总体来看, III-V 族材料刻蚀选择性的优化本质上依赖于化学反应主导与物理溅射增强之间的竞争关系, 以及钝化层生成与去除动力学的精细匹配.

刻蚀选择比并非由单一工艺参数决定, 而是不同材料表面化学反应活性、钝化行为与离子轰击效应共同作用的结果, 其精准调控依赖于气体组成、功率分配与压力条件的协同优化. 图 18 给出了工艺可控操作变量、等离子体参数与刻蚀性能之间的典型映射关系. 以被红色虚线框标注的为例, 气压

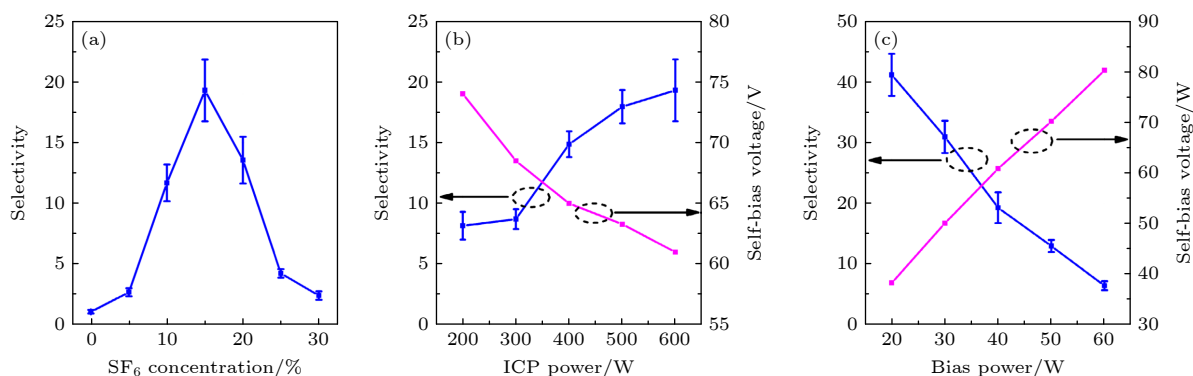


图 17 p-GaN 与 AlGaN 选择比随以下参数的变化规律 (a) SF_6 浓度; (b) ICP 功率; (c) 偏置功率^[182]

Fig. 17. Dependence of selectivity between p-GaN and AlGaN: (a) SF_6 concentration; (b) ICP power; (c) bias power^[182].



图 18 “工艺参数-等离子体特征-刻蚀性能”之间的典型调控关系

Fig. 18. Typical regulation relationships among “process parameters-plasma characteristics-etching performance”.

变化会改变电子能量弛豫长度, 进而影响刻蚀的均匀性与选择性. 需要指出的是, 图 18 仅展示了本文中所提及的部分代表性规律, 并非对所有工艺参数调控关系的穷尽.

4.5 性能指标的耦合与权衡策略

上文分别阐述了刻蚀速率、均匀性、各向异性与选择比的独立调控方法, 但在实际工艺优化中, 这些性能指标并非彼此独立, 单一指标的改善往往以牺牲其他指标为代价, 这种权衡关系构成了 ICP 刻蚀工艺优化的核心难点.

1) 各向异性与刻蚀速率及选择比的竞争: 高各向异性通常依赖高能离子轰击实现垂直方向的优先刻蚀, 然而该机制带来两方面的不利影响: 其一, 离子轰击的物理溅射分量通常慢于纯化学反应, 导致整体刻蚀速率下降^[4]. 其二, 高能离子在加速待刻蚀材料去除的同时, 亦会加剧对掩膜的物理溅射, 从而降低选择比^[183], 尤其在 HAR 结构中, 为补偿 ARDE 效应而引入的过刻蚀会进一步恶化有效选择比. 在此背景下, Karttunen 等^[184]提出采用博世工艺虽能通过交替钝化与刻蚀获得优异的各向异性侧壁来缓解上述矛盾, 但频繁的气体切换过程本质上是以牺牲平均刻蚀速率为代价的, 并

未从根本上消除各向异性与刻蚀效率之间的竞争关系.

2) 刻蚀速率与选择比、均匀性的相互排斥: 追求高刻蚀速率往往需要大量高活性中性基团, 但此类基团缺乏对掩膜的有效区分能力, 导致选择比下降. Zhang 等^[182]指出, 若通过引入氟化物形成钝化保护层以维持选择比, 则需以牺牲刻蚀速率为代价. 高刻蚀速率常伴随着反应物的快速消耗, 导致晶圆中心与边缘的反应物浓度梯度增大, 进而破坏均匀性^[184]. Karttunen 等^[184]指出, 高刻蚀速率所伴随的反应物快速消耗与传输限制将引发宏观负载效应, 从而导致均匀性恶化: 当刻蚀负载从 8% 增至 100% 时, 不均匀性可由 2% 急剧上升至 35%. 在基准工艺中, 单纯追求最大刻蚀速率会引发严重的非均匀性及轮廓缺陷, 而通过调节工艺参数改善均匀性又会不可避免地造成刻蚀速率下降.

3) 各向异性与均匀性的关联制约: 为抑制横向刻蚀以提升各向异性, 需对中性粒子的过度扩散加以限制, 但这易造成晶圆表面反应物浓度分布不均; 而为强化各向异性而引入的调节气流, 其对均匀性的调控存在最优区间, 大幅偏离该区间将显著破坏片内均匀性^[183].

性能指标之间的内在矛盾根植于刻蚀过程中

物理机制与化学机制的固有差异以及反应物输运的时空限制. 这表明, 工艺优化无法消除矛盾, 而只能在不同材料体系与应用场景下, 通过能量、化学与流场的多维度协同调控, 在矛盾的参数空间中寻求可接受的性能包络. May 等^[183]通过响应面法建立了包含二次项的回归模型, 揭示了功率、气压、气体流量等工艺参数对刻蚀速率、均匀性、选择比及各向异性的协同影响规律, 并能够预测各指标变化趋势. 该模型可在满足所有工艺约束的条件下搜索帕累托最优解, 从而在工艺参数空间中实现综合性能的最优化.

随着工艺参数维度的不断增加, 传统依赖经验扫描的蚀刻形貌优化方法逐渐显现出效率和可扩展性不足的问题. 在此背景下, 数据驱动方法开始被引入等离子体刻蚀工艺研究中. Kang 等^[185]将机器学习与数字图像比色法相结合, 提出了一种基于样品表面 RGB 颜色变化的非接触式、原位蚀刻深度预测框架. 文中通过以腔室压力、 CF_4 流量和射频功率为输入的 ANN 模型, 实现了对 SiO_2 蚀刻深度的高精度预测. Guo 等^[186]提出将三维等离子体仿真与机器学习模型耦合, 用于刻蚀机制校准和蚀刻轮廓优化, 在浅沟槽隔离工艺中实现了刻蚀性能的快速预测. Kim 等^[187]采用线性回归与多项式回归模型, 构建了基于 MoS_2 等离子体刻蚀过程的预测模型. 在合理的数据划分条件下, 它精确预测了蚀刻后 MoS_2 厚度且 4 英寸晶圆蚀刻精度约 1 nm. 基于循环神经网络的多尺度建模框架被应用于 ICP 刻蚀工艺的开放回路优化, 通过优化中心进气比例、边缘进气比例、顶部线圈功率及底部电极偏压 4 个参数, 实现了平均刻蚀深度与底部粗糙度的协同最优控制^[93]. 这些研究表明, 数据驱动方法在高维参数空间中具有显著优势, 但其有效性仍需依托于对等离子体物理与表面反应机理的充分理解. 未来, 将物理知识、仿真模型与 AI 算法耦合, 有望更高效地解决速率、均匀性、各向异性与选择比之间的复杂权衡问题.

5 总结与未来展望

ICP 刻蚀技术凭借高等离子体密度、离子能量与通量的相对独立调控能力以及对多种材料体系的良好适应性, 已成为先进半导体制造中不可替代的关键工艺. 本文以 ICP 刻蚀中等离子体的产生、

调控及刻蚀行为为主线, 系统综述了近年来 ICP 源结构与驱动方式、反应腔室与电介质窗设计、气体输运系统设计及射频偏压调控等方面的研究进展. 同时, 围绕刻蚀速率、均匀度、各向异性与选择比等核心工艺指标, 系统梳理了工艺参数通过调控等离子体特性影响刻蚀结果的物理机制, 进而构建了“工艺参数-等离子体状态-刻蚀性能”之间的关联框架.

面向先进器件制造需求, ICP 刻蚀工艺已进入深度权衡的关键阶段: 如何在保障刻蚀精度与效率的同时, 抑制等离子体引入的晶格损伤、拓宽参数窗口, 已成为其向更先进制程迭代的核心挑战. 为攻克这一瓶颈, 学术界与产业界正从精准建模、多维实时诊断、工艺创新、智能赋能及硬件重构 5 个维度协同发力, 推动刻蚀技术从单一的形貌追求迈向兼顾材料完整性与制造智能化的全新阶段.

1) 模型体系的完善与表面反应建模深化

等离子体建模是理解刻蚀机理、指导工艺优化与设备设计的重要工具, 但现有模型因放电理论完整性、计算效率以及部分参数依赖经验估计^[188]等原因存在明显局限性. 通过引入量子化学计算与分子动力学模拟方法, 可对刻蚀过程中的表面吸附、解离及反应能垒等原子尺度行为进行精准量化^[189], 从而增强模拟的物理真实性与预测能力. 在此基础上, 应依托 LXCat 数据库^[190]中的电子碰撞截面、输运参数等等离子体基础数据, 结合美国国家标准与技术研究院 (NIST) 原子光谱与能级基准信息^[191], 并辅以实际工艺实验结果, 对表面反应模型的关键参数开展逆向校准与验证, 推动模型从经验拟合同第一性原理指导转变. 最终, 通过将此类高保真表面模型嵌入商用等离子体仿真平台, 有望构建一套覆盖原子尺度反应机制至宏观刻蚀形貌预测的闭环仿真体系, 从而直接服务于半导体制造中的工艺窗口优化与良率提升.

2) 原位诊断技术与多维综合诊断体系

刻蚀过程中固-气界面发生的鞘层演化、活性物种吸附/解吸、电荷转移等复杂物理化学过程, 其微观尺度的精准表征仍受限于现有诊断技术. 近年来, 原位衰减全反射傅里叶变换红外光谱、椭圆偏振法等技术已逐步应用于刻蚀过程研究^[192], 为解析表面反应机制与形貌演变规律提供了有效途径. 此外, 依托小型化、高耐蚀性传感器的研发进展, 嵌入式传感器可布设至基片台上^[193], 实现刻蚀

体系多参数的高时空分辨监测. 将该类原位界面监测与等离子体本体参数的同步检测相结合, 有望建立等离子体参数-界面过程-宏观刻蚀效果的定量映射关系, 从而填补等离子体物理机制与刻蚀工艺调控之间的认知断层. 在此基础上, 构建质谱、光谱与电学测量相融合的多技术协同诊断体系, 可实现对等离子体密度、能量分布、物种组分及反应动力学的多维度表征, 为刻蚀工艺的智能化与自适应调控奠定核心的数据基础.

3) 刻蚀工艺的创新与工艺集成

第三代半导体、二维材料及量子器件正重塑 ICP 刻蚀的评价尺度: 工艺目标已从形貌控制延伸至晶格完整性与界面纯净度的极致保护. 例如, 利用各向异性氢等离子体虽可实现石墨烯的原子级边缘修剪, 但也揭示了范德瓦耳斯材料对等离子体损伤的高度敏感^[194]; 量子器件的退相干抑制则要求宏观刻蚀精度强制收敛至原子级涨落^[17]. 原子级精度制造工艺, 可以在单原子层尺度利用原子层刻蚀与原子层沉积精准调控材料的去除与生长, 从而显著降低器件的轮廓粗糙度与介质缺陷密度. 此外, 结合原位终点检测与等离子体参数闭环控制, 有望将关键尺寸与隧穿势垒控制在亚纳米精度. 在此过程中, 探索适配宽禁带与二维材料的高选择性反应路径仍是提升重复性与稳定性的基石.

4) 人工智能在建模、调控与故障预测中的应用前景

AI 正逐步成为半导体制造行业的重要赋能工具. 已有研究表明, 机器学习在工艺建模^[92]、刻蚀结果预测^[185]、故障诊断^[195]及自适应阻抗匹配^[196]等方面具有良好应用前景. 业界领先设备厂商已将 AI 技术集成至模拟与实体刻蚀系统中: Lam Research 依托其 Semiverse® Solutions 平台构建物理虚拟半导体生态系统, 通过 AI 和数字孪生建模技术缩短从研发到工程应用的开发周期. 其最新一代刻蚀设备 Sense.i® 已集成机器学习算法, 能够监控自身性能、识别潜在异常并实时调整工艺参数以优化晶圆加工过程, 在最小人为干预下实现自适应调节与系统自我保护^[197]; 北方华创的 NMC612H 设备搭载了 AI 赋能的工艺配方优化与大数据分析平台, 将传统的工艺调试与机台数据诊断升级为 AI 辅助与专家经验协同模式, 有效提升了问题定位效率与设备运行稳定性^[10]. 未来应着力推动机器学习方法与物理模型、量子化学计算的深度结

合, 以提升模型的可信度与泛化能力.

5) 设备架构与硬件层面的创新

设备架构的创新升级是 ICP 技术突破瓶颈的关键. 传统的单一线圈缺乏动态、局域的精准调控能力. 将相控阵技术引入 ICP, 通过高速射频开关矩阵动态调节各馈入单元间的相位与功率配比, 实现电磁场-等离子体数字化、可编程调控, 进而实现对等离子体的精准控制. 这要求配套研发多路输出、相位可编程的固态射频电源以取代传统天线结构. 在智能控制层面, 硬件体系正从经验驱动转向实时闭环控制. 感知端需集成高精度非侵入式诊断设备以获取等离子体参数的实时反馈; 执行端则依赖基于高性能硬件系统实现微秒级动态调谐. 上述功能的实现, 最终依赖一个能够承载多通道高频同步、海量实时数据吞吐与模型边缘推理的高算力硬件平台作为底层支撑.

为实现以上发展目标, 需建立等离子体物理、表面化学与控制理论深度耦合的高精度模型, 开发高效数值求解策略, 并推动新型诊断传感器与智能控制策略的协同创新. 未来 ICP 刻蚀技术的发展将呈现出以机理认知为基础、以智能调控为核心、以系统集成作为特征的演进趋势, 从而支撑下一代半导体器件对刻蚀工艺在精度、可靠性与复杂性方面提出的更高要求.

参考文献

- [1] Bondyopadhyay P K 1998 *Proceed. IEEE* **86** 78
- [2] Oehrlein G S, Brandstadter S M, Bruce R L, et al. 2024 *J. Vac. Sci. Technol. B* **42** 041501
- [3] Adamovich I, Agarwal S, Ahedo E, et al. 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 373001
- [4] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley) pp12–15
- [5] Donnelly V M, Kornblit A 2013 *J. Vac. Sci. Technol. A* **31** 050825
- [6] Jiang X Z 2012 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [蒋相站 2012 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [7] Hopwood J 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 109
- [8] <https://www.mordorintelligence.com/industry-reports/semi-conductor-etch-equipment-market> [2026-04-22]
- [9] <https://www.semi.org.cn/site/semi/article/cc457d5c949d407da0940aabd4f8066c.html> [2026-04-22]
- [10] <https://mp.weixin.qq.com/s/7BuF0aeKK1UqjGWSzbJFgw> [2026-04-22]
- [11] <https://www.amec-inc.com/news/648.html> [2026-04-22]
- [12] Yang D, Verboncoeur J P, Fu Y Y 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 045301
- [13] Ma Z L, Wei K, Xiao H L, Zhang S, Chen X J, Guo J Q,

- Wang J C, Wang K Y, He X Q, Gao X G 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 072106
- [14] Zhang H Y 2018 *Plasma Etching and its Application in Large Scale Integrated Circuit Manufacturing* (Beijing: Tsinghua University Press) p311 (in Chinese) [张海洋 2018 等离子体蚀刻及其在大规模集成电路制造中的应用 (北京: 清华大学出版社) 第 311 页]
- [15] Racka-Szmidt K, Stonio B, Żelazko J, Filipiak M, Sochacki M 2022 *Materials* **15** 123
- [16] Sun H B, Dong J C, Liu F N, Ding F 2021 *Mater. Today* **42** 192
- [17] Gonzalez-Zalba M, De Franceschi S, Charbon E, Meunier T, Vinet M, Dzurak A 2021 *Nat. Electron.* **4** 872
- [18] Son E J, Cho S H, Lee H J 2020 *J. Electr. Eng. Technol.* **15** 2259
- [19] Karar P, Kumar G, Kar R, Kewlani H M, Patil D S, Dusane R O 2021 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 615
- [20] Gottscho R A, Jurgensen C W, Vitkavage D J 1992 *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** 2133
- [21] Kim B, Kim S, Ann S C, Lee B T 2003 *Thin Solid Films* **434** 276
- [22] Ding R X, Yang Y T, Han R 2009 *J. Semicond.* **30** 016001
- [23] Vlachopoulou M E, Kokkoris G, Cardinaud C, Gogolides E, Tserepi A 2013 *Plasma Process. Polym.* **10** 29
- [24] Morikawa K, Chen P, Tran H L, Kazoe Y, Chen C, Kitamori T 2023 *J. Micromech. Microeng.* **33** 047001
- [25] Park M, Chaikin P M, Register R A, Adamson D H 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 257
- [26] Borah D, Shaw M T, Rasappa S, Farrell R A, O'Mahony C, Faulkner C M, Bosea M, Gleeson P, Holmes J D, Morris M A 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 174012
- [27] Shul R J, Zhang L, Baca A G, Willison C G, Han J, Pearton S J, Lee K P, Ren F 2001 *Solid-State Electron.* **45** 13
- [28] Qiu R F, Lu H, Chen D J, Zhang R, Zheng Y D 2011 *Appl. Surf. Sci.* **257** 2700
- [29] Yang J C, Ahn S, Ren F, Khanna R, Bevin K, Geerapuram D, Pearton S J, Kuramata A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 142101
- [30] Liu L F, Chen Y Y, Ye Z H, Hu X N, Ding R J, He L 2018 *J. Electron. Mater.* **47** 5759
- [31] Khan F A, Zhou L, Kumar V, Adesida I, Okojie R 2002 *Mater. Sci. Eng. B* **95** 51
- [32] Park J H, Lee N E, Lee J, Park J S, Park H D 2005 *Microelectron. Eng.* **82** 119
- [33] Sung H K, Qiang T, Yao Z, Li Y, Wu Q, Lee H K, Park B D, Lim W S, Park K H, Wang C 2017 *Sci. Rep.* **7** 3915
- [34] Chang B, Jensen F, Hübner J, Jansen H 2018 *J. Micromech. Microeng.* **28** 105012
- [35] Xiao D Z, Ruan Q D, Liu L L, Shen J, Cheng C, Chu P K 2020 *Surf. Coat. Technol.* **400** 126252
- [36] Oh C, Ju M W, Jeong H, Song J H, Kim B S, Lee D G, Cho C 2024 *Materials* **17** 6241
- [37] Liu L, Sridhar S, Donnelly V M, Economou D J 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 485201
- [38] Qu C H, Lanham S J, Shannon S C, Nam S K, Kushner M J 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 133302
- [39] Lee H C 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 011108
- [40] Shul R J, McClellan G B, Casalnuovo S A, Rieger D J, Pearton S J, Constantine C, Barratt C, Karlicek R F, Tran C, Schurman M 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1119
- [41] Okumura T 2010 *Phys. Res. Int.* **2010** 164249
- [42] Kral'kina E A 2008 *Physics-Uspekhi* **51** 493
- [43] Liu Y X, Zhang Q Z, Zhao K, Zhang Y R, Gao F, Song Y H, Wang Y N 2022 *Chin. Phys. B* **31** 085202
- [44] Rauf S, Bera K, Kenney J, Kothnur P 2023 *J. Micro/Nanopatterning Mater. Metrol.* **22** 041503
- [45] Trieschmann J, Vialetto L, Gergs T 2023 *J. Micro/Nanopatterning Mater. Metrol.* **22** 041504
- [46] von Keudell A, Schulz-von der Gathen V 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 113001
- [47] Wang Y N, Song Y H, Zhang Y R 2024 *Fundamentals of Radio Frequency Plasma Physics* (Beijing: Science Press) pp314, 315 (in Chinese) [王友年, 宋远红, 张钰如 2024 射频等离子体物理基础 (北京: 科学出版社) 第 314, 315 页]
- [48] Marakhtanov A M, Tuszewski M, Lieberman M A, Lichtenberg A J, Chabert P 2003 *J. Vac. Sci. Technol. A* **21** 1849
- [49] Hikosaka Y, Nakamura M, Sugai H 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 2157
- [50] Piskin T, Qian Y, Pribyl P, Gekelman W, Kushner M J 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 173302
- [51] Zhao M L, Tong L, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2023 *J. Appl. Phys.* **134** 033303
- [52] Du P C, Zhao M L, Li H, Gao F, Wang Y N 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 133301
- [53] Lee M H, Chung C W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 063510
- [54] Kolobov V, Economou D 1997 *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** R1
- [55] Hao Z Y 2021 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [郝泽宇 2021 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [56] Chabert P, Braithwaite N 2011 *Physics of Radio-frequency Plasmas* (Cambridge: Cambridge University Press) p14
- [57] Lee H W, Kim K H, Seo J I, Chung C W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 093508
- [58] Sun X Y, Zhang Y R, Chai S, Wang Y N, Chu Y Y, He J X 2020 *Chin. Phys. B* **29** 095203
- [59] Zhao M L, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 075402
- [60] Wen D Q, Liu W, Gao F, Lieberman M A, Wang Y N 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 045009
- [61] Alves L L, Bogaerts A, Guerra V, Turner M M 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 023002
- [62] Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095206 (in Chinese) [张钰如, 高飞, 王友年 2021 物理学报 **70** 095206]
- [63] Hurlbatt A, Gibson A R, Schröter S, Bredin J, Foote A P S, Grondein P, O'Connell D, Gans T 2017 *Plasma Process. Polym.* **14** 1600138
- [64] Gudmundsson J T, Thorsteinsson E G 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 399
- [65] Monahan D D, Turner M M 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 045003
- [66] Thorsteinsson E G, Gudmundsson J T 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 055008
- [67] Toneli D A, Pessoa R S, Roberto M, Gudmundsson J T 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 325202
- [68] Gudmundsson J T 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 76
- [69] Kim H C, Iza F, Yang S S, Radmilović-Radjenović M, Lee J K 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R283
- [70] Sun X Y, Zhang Y R, Wang Y N, He J X 2021 *Phys. Plasmas* **28** 113504
- [71] Heroux M A, Bartlett R A, Howle V E, et al. 2005 *ACM Trans. Math. Softw.* **31** 397
- [72] An Y R, Lu Y J, Li D S, Chen Y S 2008 *Sci. China Technol. Sci.* **51** 674

- [73] Rabie M, Franck C M 2016 *Comput. Phys. Commun.* **203** 268
- [74] Vahedi V, DiPeso G, Birdsall C K, Lieberman M A, Rognlien T D 1993 *Plasma Sources Sci. Technol.* **2** 261
- [75] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** A231
- [76] Takao Y, Kusaba N, Eriguchi K, Ono K 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 093309
- [77] Marinov D, Teixeira C, Guerra V 2017 *Plasma Process. Polym.* **14** 1600175
- [78] Vass M, Palla P, Hartmann P 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 064001
- [79] Jo Y H, Cheon C, Park H, Hur M Y, Lee H J 2022 *J. Korean Phys. Soc.* **80** 787
- [80] Sato N, Tagashira H 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 102
- [81] Kushner M J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194013
- [82] Turner M M 2017 *Plasma Process. Polym.* **14** 1600121
- [83] Edelberg E A, Aydil E S 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 4799
- [84] Kwon D C, Chang W S, Park M, You D H, Song M Y, You S J, Im Y H, Yoon J S 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 073311
- [85] Wen D Q, Zhang Y R, Lieberman M A, Wang Y N 2017 *Plasma Process. Polym.* **14** 1600100
- [86] Alves L L, Bogaerts A 2017 *Plasma Process. Polym.* **14** 1690011
- [87] <https://cn.comsol.com/plasma-module> [2026-04-22]
- [88] Tenmyson J, Mohr S, Hanicinec M, et al. 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 095020
- [89] Tech-X <https://txcorp.com/zh/vsim/> [2026-04-22]
- [90] <https://pseg.dlut.edu.cn/info/1014/1104.htm> [2026-04-22]
- [91] Zhong L L, Wang Y F, Ren H, Wu Q, Han W X, Chen H H 2024 *High Volt. Eng.* **50** 2879 (in Chinese) [仲林林, 王逸凡, 任和, 吴奇, 韩汶轩, 陈洪洪 2024 高电压技术 **50** 2879]
- [92] Ko J, Bae J, Park M, Jo Y, Lee H, Kim K, Yoo S, Nam S K, Sung D, Kim B 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56** 344001
- [93] Xiao T Q, Ni D 2021 *Processes* **9** 151
- [94] Ye C, Ning Z Y, Jiang M F, Wu X M, Xin Y 2010 *Principle and Technology of Low Temperature Plasma Diagnosis* (Beijing: Science Press) pp18, 19 (in Chinese) [叶超, 宁兆元, 江美福, 吴雪梅, 辛煜 2010 低气压低温等离子体诊断原理与技术 (科学出版社) 第 18, 19 页]
- [95] Regodón G F, Díaz-Cabrera J M, Fernández Palop J I, Ballesteros J 2021 *Coatings* **11** 1158
- [96] Mukherjee A, Sharma N, Chakraborty M, Saha P K 2022 *Phys. Scr.* **97** 055601
- [97] Irimiciuc Ş A, Chertopalov S, Novotný M, Craciun V, Lancok J, Agop M 2022 *Materials* **15** 2769
- [98] Voloshin D, Rakhimova T, Kropotkin A, Amirov I, Izyumov M, Lopaev D, Zotovich A, Ziryanov S 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 044001
- [99] Zheng Y, Li J T, Yan Y, Duan B L 2024 *International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium (ACES-China)* Xi'an, China, August 16–19, 2024 p1
- [100] Seo H, Lee H, Kwon J W, Kim G, Lee I, Kim G H 2025 *Curr. Appl. Phys.* **70** 27
- [101] Xiao D Z, Wang X Y, Jin P L, Cheng C, Tian X B 2025 *Vacuum* **240** 114472
- [102] Demidov V, Ratynskaia S V, Rypdal K 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 3409
- [103] Waldmann O, Fussmann G 2008 *Contrib. Plasm. Phys.* **48** 534
- [104] Swart L, Daltrini A M, Moshkalyov S A, Verdonck P 2007 *ECS Trans.* **4** 515
- [105] Barnat E V 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 053001
- [106] Greb A, Niemi K, O'Connell D, Gans T 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 234105
- [107] Sasaki K, Engeln R, Barnat E V 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 040202
- [108] Chai K B, Kwon D H 2019 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **227** 136
- [109] Zhu Y H, Qi H, Wang G X 2011 *Proceedings of 2011 International Conference on Electronic & Mechanical Engineering and Information Technology* Harbin, China, August 12–14, 2011 p4020
- [110] Billeau J B, Thomas J, Kashyap R, Rosenzweig D, Reuter S 2024 *Plasma Sources Sci. Technol.* **33** 105004
- [111] Schmidt J B, Roy S, Kulatilaka W D, Shkurenkov I, Adamovich I V, Lempert W R, Gord J R 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 015204
- [112] Kono A, Nakatani K 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 2716
- [113] Hershkowitz N, Breun R A 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 880
- [114] Shelley J T, Stindt A, Riedel J, Engelhard C 2014 *J. Anal. At. Spectrom.* **29** 359
- [115] Benedikt J, Kersten H, Piel A 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 033001
- [116] Andrasch M, Ehlbeck J, Foest R, Weltmann K D 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 055032
- [117] Ghaderi M, Moradi G, Mousavi P 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 451
- [118] Manos D M, Cecchi J L, Cheah C W, Dylla H F 1991 *Thin Solid Films* **195** 319
- [119] Xue C 2019 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [薛婵 2019 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [120] Liu W 2017 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [刘巍 2017 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [121] Gahan D, Daniels S, Hayden C, Sullivan D O, Hopkins M 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 015002
- [122] Glebov A L, Mokhun O, Rapaport A, Vergnole S, Smirnov V, Glebov L B 2012 *Micro-Optics 2012 Brussels, Belgium*, April 16–19, 2012 p42
- [123] Kim S I, Park D W, Kim H S, Kim H S 2025 *Opt. Laser Technol.* **180** 111540
- [124] Kang M, Jang S K, Kim J, Kim S, Kim C, Lee H C, Kang W, Choi M S, Kim H, Kim H U 2024 *J. Sens. Actuator Netw.* **13** 75
- [125] Molles J, Popović Z, Shukla P, Peng S 2024 *IEEE Wireless and Microwave Technology Conference (WAMICON)* Clearwater, FL, USA, April 15–16, 2024 p1
- [126] Moon J H, Kim K H, Lin M C, Chung C W 2016 *Phys. Plasmas* **23** 113504
- [127] Hua Y, Hao Z Y, Ren C S, Song J 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 013301
- [128] Zhao Y, Zhou X H, Gao S R, Song S S, Zhao Y Z 2024 *Plasma Sci. Technol.* **26** 075402
- [129] Sun X Y, Zhang Y R, Ye J, Wang Y N, He J X 2021 *Plasma Sci. Technol.* **23** 095404
- [130] Brcka J 2016 *Jpn. J. Appl. Phys.* **55** 07LD08
- [131] Kim K Y, Kim K H, Moon J H, Chung C W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 093504
- [132] Piejak R B, Godyak V A, Alexandrovich B M 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 179
- [133] Lieberman M A <https://people.eecs.berkeley.edu/~lieber/Day1View150315crop.pdf> [2026-04-22]
- [134] Godyak V 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 283001
- [135] Fedoseev A, Isupov M, Demin N, Sukhinin G 2020 *Plasma*

- Sources Sci. Technol.* **29** 045021
- [136] Godyak V A 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 025004
- [137] Alhr P, Tsankov T V, Kuhfeld J, Czarnetzki U 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 105010
- [138] Shi X M, Li J T, Guo L X, Yue D, Li F H 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 2998
- [139] Yang W, Wang Y N 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 035031
- [140] Godyak V A, Piejak R B, Alexandrovich B M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 525
- [141] Agarwal A, Banna S, Todorow V, Rauf S, Collins K 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2516
- [142] Chien C F, Wang J K, Chang T C, Wu W C 2007 2007 *International Symposium on Semiconductor Manufacturing Santa Clara, CA, USA, October 15–17, 2007* p1
- [143] Chabert P, Raimbault J L, Rax J M, Perret A 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4081
- [144] Lee S H, Cho J H, Huh S R, Kim G H 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 015205
- [145] Yang K C, Shin Y J, Tak H W, Lee W, Lee S B, Yeom G Y 2019 *Vacuum* **168** 108802
- [146] Mishra A, Kim T H, Kim K N, Yeom G Y 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 475201
- [147] Mishra A, Seo J S, Kim K N, Yeom G Y 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 235203
- [148] Samukawa S, Furuoya S 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 2044
- [149] Subramonium P, Kushner M J 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 82
- [150] Charles C, Boswell R 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 350
- [151] Charles C, Boswell R, Kuwahara H 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 40
- [152] Seo J S, Kim K N, Kim K S, Kim T H, Yeom G Y 2015 *Jpn. J. Appl. Phys.* **54** 01AA10
- [153] Subramonium P, Kushner M J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 721
- [154] Agarwal A, Stout P J, Banna S, Rauf S, Tokashiki K, Lee J Y, Collins K 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 103305
- [155] Huang S, Volynets V, Hamilton J R, Nam S K, Song I C, Lu S, Tennyson J, Kushner M J 2018 *J. Vac. Sci. Technol. A* **36** 021305
- [156] Sun X Y, Zhang Y R, Chai S, Wang Y N, He J X 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043503
- [157] Lu C, Huang J W, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2023 *Phys. Plasmas* **30** 063506
- [158] Kim J H, Kim Y C, Chung C W 2015 *Phys. Plasmas* **22** 073502
- [159] Hao Z Y, Hua Y, Song J, Ren C S 2020 *Phys. Plasmas* **27** 043502
- [160] Kushner M J 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 5312
- [161] Lee J W, Jung P G, Devre M, Westermann R, Pearton S J 2002 *Solid-State Electron.* **46** 685
- [162] He Y, Lu M T, Liu X, Huang J M, Zhang J W, Ma X P, Huang L, Xu L, Xin Y 2024 *Phys. Plasmas* **31** 023503
- [163] Huang J W, Zhao M L, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2023 *Phys. Plasmas* **30** 043508
- [164] Kim S G, Yang K C, Shin Y J, Kim K N, Kim D W, Lee J Y, Kim Y, Yeom G Y 2020 *Nanotechnology* **31** 265302
- [165] Chae G S, Seol Y, Yeom H J, Son C, Lee S, Kim J H, Lee H C 2025 *Appl. Phys. Lett.* **127** 024103
- [166] Sobolewski M A, Kim J H 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 113302
- [167] Edelberg E A, Perry A, Benjamin N, Aydl E S 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 2689
- [168] Banna S, Agarwal A, Tokashiki K, et al. 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1730
- [169] Tokashiki K, Cho H, Banna S, et al. 2009 *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 08HD01
- [170] Brihoum M, Cunge G, Darnon M, Gahan D, Joubert O, Braithwaite N S J 2013 *J. Vac. Sci. Technol. A* **31** 020604
- [171] Cardinaud C, Peignon M C, Tessier P Y 2000 *Appl. Surf. Sci.* **164** 72
- [172] Coburn J W, Winters H F 1979 *J. Appl. Phys.* **50** 3189
- [173] Racka-Szmidt K, Żelazko J, Michałowski P P, Roguska A, Pisarek M, Banasiak A, Przyborowska K, Stańczyk B, Harnasz A, Sochacki M 2025 *Vacuum* **240** 114543
- [174] Lin Y W, Yuan R Z, Zhou C, et al. 2020 *Nanotechnology* **31** 315301
- [175] Welch C C, Goodyear A L, Wahlbrink T, Lemme M C, Mollenhauer T 2006 *Microelectron. Eng.* **83** 1170
- [176] Lee W H, Cheong H W, Kim J W, Whang K W 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 065012
- [177] Kim K S, Kim K H, Nam Y, Jeon J, Yim S, Singh E, Lee J Y, Lee S J, Jung Y S, Yeom G Y 2017 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **9** 11967
- [178] Dowling K M, Ransom E H, Senesky D G 2017 *J. Microelectromech. Syst.* **26** 135
- [179] Zhang Y R, Wu Y, Sun Q Q, Shen L F, Lan J, Guo L X, Shen Z P, Wang X F, Xiao J F, Xu J F 2023 *Micromachines* **14** 846
- [180] Hsiao S N, Ishikawa K, Hayashi T, Ni J, Tsutsumi T, Sekine M, Hori M 2021 *Appl. Surf. Sci.* **541** 148439
- [181] Hönl S, Hahn H, Baumgartner Y, Czornomaz L, Seidler P 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 185203
- [182] Zhang P H, Wang L Y, Zhu K Y, et al. 2022 *Micromachines* **13** 589
- [183] May G S, Huang J, Spanos C J 1991 *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* **4** 83
- [184] Karttunen J, Kiihamaki J, Franssila S 2000 *Micromachining and Microfabrication Process Technology VI* (Bellingham : Spie) pp90–97
- [185] Kang M, Kim S, Go E, Paek D, Lim G, Kim M, Kim C, Kim S, Jang S K, Bak M S 2026 *Adv. Intell. Syst.* **8** 2500517
- [186] Guo J M, Geng M Q, Ren K, Ni D, Gao D W 2024 *IEEE Access* **12** 127065
- [187] Kim C, Lee S, Kim M, Choi M S, Kim T, Kim H U 2023 *Appl. Sci. Converg. Technol.* **32** 106
- [188] Fierro A, Barnat E, Hopkins M, Moore C, Radtke G, Yee B 2021 *Eur. Phys. J. D* **75** 151
- [189] Chittock N J, Maas J F, Tezsevin I, Merkk M J, Knoops H C, Kessels W M E, Mackus A J 2025 *J. Mater. Chem. C* **13** 1345
- [190] Carbone E, Graef W, Hagelaar G, et al. 2021 *Atoms* **9** 16
- [191] National Institute of Standards and Technology <https://www.nist.gov/> [2026-04-22]
- [192] Gasvoda R J, van de Steeg A W, Bhowmick R, Hudson E A, Agarwal S 2017 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **9** 31067
- [193] Kim D W, You S J, Kim S J, Kim J H, Lee J Y, Kang W S, Hur M 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 015004
- [194] Shi Z W, Yang R, Zhang L C, Wang Y, Liu D H, Shi D X, Wang E G, Zhang G Y 2011 *Adv. Mater.* **23** 3061
- [195] Yang J, Liu Y M, Bao W M, Wang J J, Li X P, Ji Z L 2019 *Chinese Automation Congress (CAC)* Hangzhou, China, November 22–24, 2019 p1653
- [196] Zerehpoush A, Mobaraki Z R, Afarideh H, Rahimpour H 2025 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **74** 2513009
- [197] Lam Research <https://newsroom.lamresearch.com/velocity-semiconductor-manufacturing-ai-era?blog=true> [2026-04-22]

REVIEW

Mechanisms and research progress in process control of inductively coupled plasma etching

ZHANG Man ¹⁾ TAO Jianhe ²⁾ HE Ming ^{1)†} QIAN Lirong ^{2)‡} MA Lei ^{3)††}

1) (*Engineering Research Center of thin film optoelectronics technology, Ministry of Education, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

2) (*Tianjin Key Laboratory of Film Electronic & Communication Devices, School of Integrated Circuit Science and Engineering, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China*)

3) (*Haihe Laboratory for Low-Dimensional Electronic Materials, Tianjin International Center for Nanoparticles and Nanosystems, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(Received 19 January 2026; revised manuscript received 23 April 2026)

Abstract

Inductively coupled plasma etching, as a fundamental process in semiconductor manufacturing, requires precise control of the etching equipment to enhance process performance. A central challenge, however, lies in the nonlinear and multi-scale coupling effects among process parameters, plasma characteristics, and etching responses, which severely limit the effectiveness of conventional experience-driven process optimization. Focusing on the key physical processes in inductively coupled plasma etching (such as energy deposition, particle transport, and plasma-surface interactions), this review systematically summarizes recent progress by treating plasma parameters as the intermediate variables linking process conditions to etching outcomes. To establish a theoretical basis for understanding plasma control mechanisms, this paper first introduces the fundamental principles of inductively coupled plasma discharges, along with the corresponding physical modeling and experimental diagnostics. Subsequently, the article reviews key research advances from three perspectives: the source antenna configuration and its driving signals, etching chamber design, and radio-frequency bias sources. Specifically, the cross-section, shape, and structural layout of the antenna directly affect radio-frequency power coupling and thus the spatial distribution of the induced electromagnetic field; the driving parameters of the inductively coupled plasma source (e.g., power, frequency, voltage/current amplitude) exert significant control over plasma characteristics, including electron density, electron temperature, and their spatial distributions; meanwhile, advanced driving modes such as pulsed power modulation and dual-frequency driving have been demonstrated to further enhance plasma uniformity and mitigate plasma-induced damage. The aspect ratio of the etching chamber—the core region of plasma reactions—considerably affects plasma transport behavior. In addition, as a key factor regulating plasma pressure and residence time, the configuration of the gas injection and pumping system also influences the spatial distribution and characteristic parameters of the plasma. Moreover, the dielectric window, mounted on the top or sidewall of the chamber, exerts its own influence on the plasma through its material properties and the antenna-window spacing. On the substrate side, applying an external radio-frequency bias source enables independent control of plasma density and ion bombardment energy, where variations in bias parameters induce dynamic responses in etching behavior. Overall, this review summarizes how these critical hardware configurations and process parameters regulate plasma properties, thereby elucidating the inherent correlation between process conditions and key etching performance metrics (i.e., etch rate, uniformity, anisotropy, and selectivity). Beyond these conventional optimization approaches, it also highlights innovative applications of artificial intelligence in low-temperature plasma diagnostics, cross-scale modeling, and intelligent process control. Finally, future development directions for inductively coupled plasma etching technology to meet the requirements of sub-nanometer fabrication are presented.

Keywords: inductively coupled plasma, process parameters, etching performance, driving modes, artificial intelligence

DOI: [10.7498/aps.75.20260097](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260097)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260097](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260097)

† Corresponding author. E-mail: heming@nankai.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lirongqian83@email.tjut.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: lei.ma@tju.edu.cn



感应耦合等离子体刻蚀技术的工艺调控机理与研究进展

张曼 陶建贺 何明 钱莉荣 马雷

Mechanisms and research progress in process control of inductively coupled plasma etching

ZHANG Man TAO Jianhe HE Ming QIAN Lirong MA Lei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 150507 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260097

CSTR: 32037.14.aps.75.20260097

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260097>

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

射频感应耦合远端氢等离子体源的二维流体模拟

Two-dimensional fluid simulation of a radio-frequency inductively coupled remote hydrogen plasma source

物理学报. 2026, 75(2): 150507 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251202>

氩气感应耦合等离子体非平衡特性分析

Non-equilibrium characteristics analysis of argon inductively coupled plasma

物理学报. 2025, 74(23): 235215 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251186>

面向半导体工艺的平面线圈感性耦合氩等离子体源的三维流体模拟研究

Three-dimensional fluid simulation of a planar coil inductively coupled argon plasma source for semiconductor processes

物理学报. 2024, 73(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240952>

量子人工智能: 人工智能与量子计算的双向赋能机制与前沿进展

Quantum artificial intelligence: a review of the bidirectional empowerment mechanisms and frontier progress in AI and quantum computing

物理学报. 2026, 75(10): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251792>

人工智能赋能量子通信与量子传感系统

Research progress of artificial intelligence empowered quantum communication and quantum sensing systems

物理学报. 2025, 74(12): 120301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250322>

基于多种诊断方法的氮与氩氮混合等离子体中性气体温度

Multiple diagnostic techniques measured neutral gas temperatures in N_2 plasma and Ar- N_2 mixed plasma

物理学报. 2026, 75(1): 120301 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251240>