

- [2] J. A. Yeazell and C. R. Stroud, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988), 1494.
- [3] M. Nauenberg, C. Stroud J. Yeazell, *Sci. Am.*, **270** (1993), 6.
- [4] M. Mallalieu and C. R. Stroud, *Phys. Rev. A*, **49**(1994), 2329.
- [5] C. Gerry, *Phys. Rev. A*, **33**(1986), 6.
- [6] C. Gerry and J. Kiefer, *Phys. Rev. A*, **37**(1988), 665.
- [7] E. D. Prunele, *Phys. Rev. A*, **42**(1990), 2542.
- [8] P. Kustaanheimo and E. Stiefel, *J. Reine Angew. Math.*, **218**(1965), 204.
- [9] B. R. Johnson, *Phys. Rev. A*, **35**(1987), 1412.
- [10] M. Nauenberg, *Phys. Rev. A*, **40**(1989), 1133.
- [11] E. Schrödinger, Letters on Wave Mechanics, edit. by K. Przibram, Phil. Lib., (1967).
- [12] M. M. Nieto and L. M. Simmons, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1977), 207; *Phys. Rev. A*, **19**(1979), 438; *Phys. Rev. D*, **20**(1979), 1342.
- [13] W. Pauli, Pauli Lectures on Physics, The MIT Press, (1973).
- [14] C. W. Misner et al., Gravitation, Freeman, (1973), 648.
- [15] H. Goldstein, Classical Mechanics, Addison-Wesley, (1980), 98, 124.

电子回旋共振等离子体技术*

丁振峰 邬钦崇 任兆杏

(中国科学院等离子体物理研究所,合肥 230031)

摘要 微波电子回旋共振是一种先进的低温等离子体技术,它具有优良的综合指标,提高了微电子、光电子集成电路制造工艺等应用领域中的低温等离子体加工水平.文章介绍了电子回旋共振等离子体产生原理、特点及重要的实验研究结果.

关键词 电子回旋共振,高密度等离子体源,微波传输、吸收

在低温等离子体技术的发展过程中,早期的直流和始于60年代中期的射频(13.56MHz)等离子体在应用工艺中发挥了十分重要的作用.但是,直流等离子体为有极放电,运行气压高且密度低,电离率和粒子活性低;虽然射频放电提高了等离子体密度,也可以实现无极放电,但运行气压较高,密度、电离率、粒子活性仍然较低.随着各领域应用技术的飞速发展,人们迫切期望采用低气压、高密度等离子体加工技术.通过借鉴热核聚变中等离子体产生和加热原理,发展并形成了微波电子回旋共振(electron cyclotron resonance, ECR),它在各应用领域,尤其是半导体工业中得到了重要的应用.为了满足不断提高的应用要求,ECR等离子体的应用及机理研究成为近年来一个热点.

本文将给出 ECR 等离子体的产生原理及特点,着重介绍与应用有关的实验研究,最后对目前应用与研究中存在的若干问题进行讨论.

1 ECR 等离子体的产生及特点

1.1 微波电子回旋共振原理

在稳态的外磁场中,电子受洛伦兹力的作用在垂直磁力线的平面中作拉莫尔(Lamor)回旋运动,回旋运动角频率 $\omega_{ce} = eB_0/m_e$ (B_0 为磁场强度, e , m_e 分别为电子的电荷和质量).当它与沿磁场传播的右旋圆极化微波频率相等时,电子在微波电场中将被不断同步、无碰撞加速而获得能量.如果在两次碰撞之间电子能量高于气体粒子的电离能、分子离解能或某一状态的激发能,那么将产生碰撞电离、分子离解和粒子激活,从而实现等离子体放电和获得活性

* 国家自然科学基金重点资助项目.

1995年7月10日收到初稿,1995年10月4日收到修改稿.

反应粒子.

1.2 微波传输及吸收的主要特性^[1]

由于微波 ECR 等离子体对波而言为各向异性介质,沿磁场方向传播的 TE 波($K \parallel B_0$, $E \perp K$, E 分别为微波波矢及电场)将分为右旋偏振波和左旋偏振波,它们的色散关系为

$$n_R^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} \right), \quad (1a)$$

$$n_L^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})} \right), \quad (1b)$$

式中 n_R, n_L 分别为右、左旋波的折射率, ω_{pe} 分别为电子等离子体角频率、微波角频率.

在实际应用中,微波经过窗口馈入等离子体室,能否不被反射而到达共振区决定了等离子体密度上限.由 1(a) 式可知,右旋波的共振和截止条件为

$$\omega = \omega_{ce} \quad (\text{共振条件}), \quad (2a)$$

$$\omega = \omega_{pe} \quad (\text{截止条件}). \quad (2b)$$

图 1 给出了右旋波的共振线和截止线,阴影和空白区分别代表传播区和衰减区.如果微波采用低场输入,即在窗口处 $\omega < \omega_{ce}$ (图 1 中通道 b),那么微波在截止线处被反射,对应的临界密度 $n_{crit} = n_c(1 - \omega_{ce}/\omega)$ (n_c 为 $B_0 = 0$ 时的微波等离子体截止密度);若采用高场输入,即在窗口处 $\omega > \omega_{ce}$ (图 1 中通道 a),在

等离子体的一个必要条件.

由 1(b) 式可知,左旋偏振波分支不能以无碰撞共振的方式被电子吸收,而且当 $n_{crit} > n_c(1 + \omega_{ce}/\omega)$ 时,左旋波在高场或低场输入下都将被截止反射而转化成右旋波,当波长较短时,波与电子的纵向朗道负阻尼则成为电子的加速机制.

在共振区,右旋波的共振吸收功率为^[2]

$$P_{abs}(r, z) = P_{input}(r, z)(1 - e^{-\alpha}), \quad (3)$$

这里, $\alpha = \frac{2\omega_{pe}}{c} \int B_0(r, z) dr / dz$, c 为光速, $B_0(r, z)$

由(3)式可以得到,ECR 共振吸收功率,亦即等离子体密度不仅与微波场分布,而且还与磁场位形有关.

1.3 ECR 等离子体特点

微波 ECR 放电的频段、能量传输方式及对电子的赋能方式不同于直流和射频等离子体,其特点为:

- (1) 微波在波导中以横电波或横磁波方式传播,可以实现无内电极放电;
- (2) 能量转换效率高,95% 以上的微波能量可以转化为等离子体能量;
- (3) 磁场约束减小了等离子体与真空室壁的相互作用;
- (4) 近麦克斯韦型电子能量分布的高能尾部的存在提高了电离率、分子离解率及反应粒子的活性;
- (5) 放电气压低,等离子体密度高;
- (6) 平均离子能量低,高能尾翼比麦克斯韦分布短.基片表面附近加速离子的等离子体鞘层电位降低于射频容性耦合等离子体,而且离子能量控制与等离子体产生相对独立.

2 ECR 等离子体应用

正由于 ECR 等离子体的上述特点,它在应用中具有直流和射频放电所无法比拟的优点:

- (1) 高速率获得纯度、高化学活性物质;
- (2) 低能离子降低了基体表面的损伤;

图 1 $K \parallel B_0$ 的右旋圆偏振波的色散图(CMA 图)

(图中空白、阴影区分别为传播、衰减区, a, b 通道对应高场、低场输入)

微波向共振区的传播过程中,不经过产生反射的截止线,因此,高场输入是产生高密度 ECR

(3)通过控制轰击基片的离子能量,获得其他方法难以得到的高能亚稳相结构;

(4)反应粒子活性高,在低温甚至室温下即可沉积薄膜,并可以实现晶体的取向生长;

(5)低气压下的反应离子方向性好,是亚微米刻蚀工艺的优良源种;

(6)应用于离子源技术,延长了源运行寿命,能稳定提供各类活性离子,可以实现宽束强流输出,并且可以获得多电荷态和负离子.

ECR 等离子体不仅在低温等离子体传统应用领域发挥作用,而且在高品质、新型材料、微电子、光电子集成电路制造工艺等方面表现出了极大的优越性.

随着微电子集成电路的发展,衡量其水平的动态随机存储器(DRAM)三年更新一代,信息贮存量提高4倍,特征尺寸下降30%,芯片面积增加60%^[3].到本世纪末,商业应用芯片水平为:特征尺寸0.1 μm ,面积706 cm^2 ,1G bit.超大规模集成电路大面积单片,深亚微米制造工艺使之成为对 ECR 等离子体源参数指标要求最高的领域,提高 ECR 等离子体密度、径向均匀性和各向异性成为至关重要的因素,该方面的研究成为该领域中众所关注的焦点.

ECR 等离子体源的另一项重要研究内容是设备的实用化,它要求设备简单紧凑,工艺稳定、重复,这促进了永久磁体多极 ECR 等离子体源的应用研究和产生机理的基础研究.

3 ECR 等离子体实验研究

3.1 ECR 等离子体密度

微波电子回旋共振是一个发生于局部空间区域的过程,其共振区的等离子体密度最高,因此缩短基片与共振区之间的距离,即紧凑型设计是提高等离子体加工速率的最直接方法[图2(a)].在一定条件下,径向均匀性的提高则要求适当延长基片与共振区之间的距离,即延长型设计[图2(b)].此时,基片附近的等离子体密度不仅与共振区的等离子体产生过程有关,而且还受到共振区向基片的传输效率的影

响.在一定的微波功率和运行气压下,提高不同位形下的等离子体密度成为人们研究的重点.

图2 典型 ECR 等离子体源示意图

(a) 紧凑型; (b) 延长型

3.1.1 高场输入

相对而言,线圈磁场 ECR 等离子体源易于实现高场输入.在永久磁体多极 ECR 源中,通过适当调节同轴天线位置或消除第一共振区也可以获得高场输入^[4,5],采用大体积永久磁体则是一种更为简便的方法^[6].

3.1.2 共振区磁场位形

降低共振区磁场的轴向(z 方向)梯度可以提高 ECR 等离子体密度[(3)式],其原因是共振区空间体积随 dB_0/dz 减小而增加.在线圈磁场 ECR 等离子体源中,增加线圈的长度或适当提高线圈之间的间距可以降低 dB_0/dz ^[7,8].在多极 ECR 源中,多极线会切位形(multipole line cusp type)因增加了共振区体积而提高了等离子体密度.

3.1.3 延长型约束磁场

在简单线圈 ECR 等离子体源中,虽然等离子体均匀性随基片与共振区间距的增加而提高,但等离子体密度值随之下降^[9].芯片位置附近外加副线圈可以增强对等离子体的约束作用,通过降低等离子体径向损失而提高传输效率^[10].为了简化约束磁场,人们采用永久磁体替代副线圈,以相对简单的结构获得高密度等离子体.

3.1.4 微波模式

左旋波的加热效率低于右旋波,而且即使在高场输入下也存在密度截止上限.因此,将矩形波导中 TE_{10} 模进行模式转换,采用纯右旋极化波有利于提高微波吸收效率.在各种右旋圆极化波模中(TE_{11}° , TE_{01}° , TM_{01}°), TE_{10}° 和 TE_{11}° 产生的密度相当,且高于 TM_{01}° (图 3)^[10,11].

图 3 不同微波模式的 ECR 等离子体离子饱和流随半径的变化

3.1.5 微波窗口

作为微波传输线的一部分,微波窗口材料和厚度将影响微波透射率. $1/4$ 波长(微波在窗口介质中的波长)窗口联同窗口处的磁场强度调节可以降低微波反射系数而提高等离子体密度^[12].在 ECR 离子源中,采用高介电常数的 $1/4$ 波长窗口(如 Al_2O_3)可以提高引出流强.不同尺寸的微波窗口耦合实验表明,适当提高窗口尺寸可以提高等离子体密度^[11].

3.2 ECR 等离子体均匀性

3.2.1 共振区磁场位形

对于紧凑型 ECR 等离子体源,该机型要求微波在共振区即能产生径向大面积均匀等离子体.在延长型 ECR 源中,由于等离子体径向均匀性在输运过程中得到提高,因此降低了对共振区等离子体均匀性要求.由(3)式可知,等离子体径向均匀性受磁场轴向梯度的径向均匀性影响,这在实验中也得到了证实(图 4)^[7].在延长型 ECR 源中,副线圈磁场不仅可以增强对等离子体的约束能力,而且改善了共振区磁场位形,进而提高了基片处的等离子体径向均匀性^[13].

3.2.2 微波射线轨迹

当等离子体径向密度呈钟罩型分布时,传播于其中的微波射线产生发散^[14],微波电场的径向均匀性随传播距离的增加而提高^[8].因此,在高场输入下,适当提高线圈电流以增加微波窗口与共振区间距,有助于提高等离子体均匀性.

另一种较为巧妙的方法是通过磁场位形控制等磁面的凹凸^[15],类似于光学“凹透镜”的等磁面对微波的发散作用提高了微波电场的均匀性,进而提高等离子体均匀性,甚至可以得到边缘高于中心的密度分布,这是其他方法所难以实现的均匀性控制技术.

3.2.3 微波模式

ECR 等离子体源通常使用的圆极化模式为 TE_{11}° 、 TE_{01}° 、 TM_{01}° , 它们的微波电场分布区别是: TE_{11}° 电场最大值在中心轴上,而 TM_{01}° 、 TE_{01}° 的电场最大值偏离中心.不同模式的等离

利的因素。从 1985 年起,人们开始研究微波在永久磁体磁场中形成的等离子体。其中两种典型的永久磁体多极 ECR 源为:(1)多极同轴共振腔型(型)^[16];(2)多极同轴平面狭缝天线耦合型(型)^[17]。在型中,等离子体密度最大值位于真空室壁附近的共振区,径向均匀性的提高只能通过增加等离子体轴向输运距离实现。在型中,增加天线尺寸和调节狭缝宽度即可提高等离子体均匀性,目前,该类装置的大面积均匀性水平最高。

3.3 离子流方向性

在离子产生后由共振区向基片的运动过程中,各种影响离子运动的因素为:(1)离子、中性粒子碰撞;(2)源移波不稳定性扰动和 $E \times B$ 漂移;(3)磁场位形;(4)等离子体鞘层及 rf 或 DC 偏置加速。数值分析的结果表明^[18],气压增高导致了离子流发散角的增大,因此,降低气压已成为提高离子流方向性和刻蚀方向性的一种有效方法。当 ECR 源采用多组主线圈和副线圈时,较强的磁场将影响离子的运动方向^[13],需要对磁场进行准直优化设计^[8]。当等离子体密度径向均匀性较差时,所驱动的源移波不稳定性将影响离子流的方向性,抑制源移波的各种途径为:(1)提高等离子体径向均匀性^[19];(2)采用永久磁体最小 B 位形^[12];(3)采用时间调制 ECR 源放电^[20];(4)降低放电气体的有效离子质量^[21]。在刻蚀中,上述方法也都不同程度地提高了刻蚀方向性。

当基片表面存在负电位降离子鞘层或 DC, rf 偏置时,电场的加速作用提高了离子的平行运动速度,因而 DC 或 rf 偏置成为提高离子流方向性的一种有效手段,这也是 ECR 及其他离子源束流方向性好的原因之一。

3.4 ECR 等离子体不稳定性

人们对实用型 ECR 等离子体设备的要求是以最少的外部参数控制内部等离子体,实现稳定、重复的工艺过程,这涉及了大参数范围内的 ECR 等离子体稳定性问题。

根据产生机制的不同,ECR 等离子体不稳定性可以分为:(1)磁流体不稳定性;(2)放电不

图 4 不同磁场位形和 dB/dz 及对应 ECR 等离子体相对密度随半径的变化
(a)均匀的 dB/dz 径向分布;(b)不均匀的 dB/dz 径向分布;(c) A, B 对应图(a),(b)中的磁位形

子体实验结果表明^[10,11],在其他相同条件下, TM_{01} 模等离子体均匀性优于 TE_{11} ,但密度低于后者,而 TE_{01} 模则具有二者的优点,即高密度、大面积均匀。

3.2.4 永久磁体多极 ECR

当芯片面积增加时,随之增大的庞大的磁场线圈、电源及冷却系统对应用而言是一个不

稳定性. 由 3.3 节的讨论知,源移波为密度梯度驱动的磁流体不稳定性,可以通过各种途径被抑制,不会对 ECR 等离子体工艺造成严重影响和限制.

实验中观察到的 ECR 放电不稳定性现象是:(1)低模(低密度)和高模(高密度)之间的跃变;(2)等离子体参数与放电参数之间的滞后、多稳态^[22]. 由此造成的结果是,一定条件下较小的放电参数(微波功率、气压、磁场电流)变化将导致 ECR 等离子体参数的较大变化,等离子体参数不仅与放电条件有关,而且还与它的产生“历史”有关. 在不同的运行模式下,等离子体具有不同的微波反射系数和密度径向分布^[23],在低模和高模之间的过渡区,等离子体存在周期性振荡.

为了解释 ECR 等离子体放电不稳定性,人们提出了微波的聚束和发散效应,左旋波的截止与非共振吸收,非线性作用,源移波,放电本征不稳定解等机制^[22-24]. 其中左旋波的截止与非共振吸收可以解释由低模到高模的跃变,但还不能解释滞后与多稳现象. 目前,这方面的机理模型研究还远不够完善,实验及理论研究尚需深入进行.

尽管 ECR 放电不稳定性的机理还不清楚,但由产生条件知,它与左旋波、 TM_{01} 横纵向电场及低场输入有关,通过右旋圆极化波的高场输入可以避免其产生. 在多极同轴天线馈入型装置中,目前还不能解决微波的右旋极化问题,高功率放电仍然存在放电不稳定性^[25],这是该类型装置的一个缺点.

4 若干问题的讨论

在 ECR 等离子体理论研究和热核聚变加热技术的基础上,以低温等离子体加工为目的的电子回旋共振等离子体研究和应用得到了迅速发展. 自 80 年代起,世界各发达国家已先后推出了各类 ECR 等离子体沉积、刻蚀、离子源

商用装置. 目前,从国外研究工作内容看,ECR 等离子体的研究重点已从“工具”研究阶段过渡到“工具”应用阶段.

由于部分电离的 ECR 等离子体是一个复杂的体系,其中存在多种相互关联的单元过程和化学反应过程,波与等离子体相互作用受诸多因素的影响,理论研究主要依赖数值分析方法,已进行的工作大多遵循简化其他以突出讨论内容的原则,如单一波模及非自洽的多维模型. 从整体上比较,理论研究落后于实验研究. 在 ECR 等离子体装置及工艺优化中,物理直觉和实验摸索仍占有重要的地位,它已解决了除多极同轴 ECR 放电不稳定之外的其他关键性指标要求. 但是,该方法的应用开发周期长,耗资大,依据完备模型下的数值分析结果进行计算机辅助设计(CAD)则是人们努力的方向.

近年来,新型低气压射频感应耦合已迅速发展成为另一类低气压、高密度等离子体源技术^[26,27],美国于 90 年代初率先推出了商用机,它同 ECR 等离子体技术的优劣比较引起了人们的重视. 已进行的比较实验结果表明^[25],两类低气压等离子体源指标水平相近,其差别仅在于功率匹配的难易程度和工艺的稳定性、重复性. 同时,人们还进行了不同类型 ECR 等离子体源的比较研究,在装置综合参数指标水平和控制技术难度之间还存在着权衡选择. 已有结果还不足以给出最后的优劣评判,综合各类特点的优化设计仍具有重要意义.

参 考 文 献

- [1] T. H. Stix, *Theory of Plasma Waves*, Mc Graw-Hill, New York, (1962).
- [2] K. G. Budden, *Radio Waves in the Ionosphere*, Cambridge University, England, (1966), 474.
- [3] 谢常青,科技导报,总 No. 81(1995), 24.
- [4] A. Hatta et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **32**(1993), 3007.
- [5] M. Pichot et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **59**(1988), 1072.

(下转 635 页)

实验时将它们放在盒子里以控制电阻片周围的环境. 每个电阻片的表面温度可以由温差电偶来测量. 实验所用光源为氩离子激光器, 它的工作波长为 514nm, 输出功率为 2W. 参考全息图是在电阻片未加电压时记录的 (这个状态可以任意确定), 对于掺铁 0.005mol % 的晶体, 参考全息图的记录时间是 55s. 当进行实时干涉测量时, 为避免在这一过程中将新的全息图记录在晶体里, 需将激光器的输出功率由 2W 减小到 40mW. 对于低掺杂 (掺铁 0.005mol %) 的晶体, 观察实时干涉的时间可以长达 10min. 在这段时间内参考全息图没有发生任何可以察觉到的改变. 图 4 给出电阻片受到来自左面空气干扰的情况下的空气热流图. 图 5 给出当 3 个电阻片都施加电压, 其各自的温度自左至右分别为 141, 174 和 165 时电阻片附近的空气热流图.

4 结论

本文通过介绍光折变材料——铌酸锂晶体作为记录介质的双曝光全息干涉、全息相减干涉以及实时全息干涉等实验技术, 说明这种材料是一种可以替代全息干板 (或胶片), 可以在全息干涉测量中广泛使用的好材料. 在诸如气动、声波和热传导的研究方面, 特别是在傅里叶变换全息干涉实验的研究方面具有很好的应用前景.

参 考 文 献

- [1] F. S. Chen, J. T. LaMacchia and D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.*, **13**(1968), 223.
- [2] R. Magnusson et al., *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1987), 81.
- [3] A. Hafiz et al., *Appl. Opt.*, **28**(1989), 1521.
- [4] J. P. Huignard, J. P. Herriau and F. Micheron, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 256.
- [5] X. Wang, R. Magnusson and A. Haji-Sheikh, *Appl. Opt.*, **32**(1993), 1983.
-
- (上接 613 页)
- [6] T. U. Mantei and S. Dhole, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**(1991), 26.
- [7] N. Fujikara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **30**(1991), 3142.
- [8] S. Samukara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **30**(1992), 4348.
- [9] G. F. Wiltshire et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **9**(1991), 2356.
- [10] S. Samukara, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 3300.
- [11] N. Hiotsu et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **33**(1994), 2712.
- [12] J. E. Steven et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **9**(1991), 696.
- [13] S. Samukara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **29**(1990), 792.
- [14] H. B. Park et al., Proceedings of the 2nd Asia-Pacific Conference of Plasma Science and Technology, September, 25—27, 1994, Daejeon, Korea, p. 183.
- [15] H. Nishimura, M. Kiuchi and S. Matsuo, *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **32**(1993), 322.
- [16] N. Sato et al., *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 1469.
- [17] I. Tepermeister et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 2322.
- [18] M. A. Hussein et al., *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 1720.
- [19] S. Samukara, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 112.
- [20] S. Samukara, *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **33**(1994), 2133.
- [21] S.J. Pearton et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 1333.
- [22] E. S. Aydil et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **11**(1993), 2883.
- [23] P. K. Shuffebotham and D.J. Thomson, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **8**(1990), 3713.
- [24] D. A. Carl et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**(1991), 339.
- [25] S.J. Pearton et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 1333.
- [26] A.J. Perry and K. W. Boswell, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 148.
- [27] J. Hopwood et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **11**(1992), 152.