

带状真空电弧磁过滤器等离子体分布特性及制备类金刚石膜研究

李刘合 刘红涛 罗辑 许亿

Plasma distribution properties of vacuum ribbon-like cathodic arc plasma filter and Raman studies of diamond-like carbon films prepared by it

Li Liu-He Liu Hong-Tao Luo Ji Xu Yi

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 065202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.065202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.065202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

碰撞等离子体中电中性条件对单探针测量的约束

[The electrical-neutrality constraint of single Langmuir probe measurement in collisional plasma](#)

物理学报.2015, 64(11): 115201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.115201>

高压均匀直流辉光放电等离子体的光学特性

[Optical properties of direct current glow discharge plasmas at high pressures](#)

物理学报.2015, 64(4): 045206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045206>

软 X 射线激光探针诊断高 Z 材料等离子体

[Diagnosis of high-Z plasma with soft X-ray laser probe](#)

物理学报.2014, 63(21): 215203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.215203>

利用软 X 射线双频光栅剪切干涉技术诊断金等离子体

[Diagnoses of Au plasma with soft X-ray double frequency grating interference technique](#)

物理学报.2014, 63(12): 125210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125210>

多目标优化推断内爆芯部温度和密度空间分布

[Deduction of temperature and density spatial profile for implosion core by multi-objective optimization](#)

物理学报.2014, 63(12): 125209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125209>

带状真空电弧磁过滤器等离子体分布特性及制备类金刚石膜研究*

李刘合[†] 刘红涛 罗辑 许亿

(北京航空航天大学机械工程及自动化学院材料加工与控制系, 北京 100191)

(2015年10月10日收到; 2015年12月24日收到修改稿)

采用大尺寸矩形石墨靶作为真空阴极电弧源, 研制了带状真空电弧磁过滤器. 使用法拉第杯和朗缪尔探针针对 90° 弯曲磁过滤器中的带状等离子体出口所在平面的 15 个区域的离子能量和密度进行了测试; 用该带状真空电弧磁过滤器制备了类金刚石膜 (diamond-like carbon, DLC); 对相应位置上的类金刚石膜进行了 Raman 分析和膜厚测量. 结果表明: 磁过滤器出口所在平面的 15 个划分区域中离子能量分布接近麦克斯韦分布, 离子能量分布与类金刚石膜的结构具有明显的对应特征, 离子密度分布与 DLC 膜膜厚分布相互之间具有相关性.

关键词: 离子能量, 离子密度, 类金刚石膜, 拉曼光谱

PACS: 52.77.Dq, 52.70.-m, 52.80.Mg, 81.05.U-

DOI: 10.7498/aps.65.065202

1 引言

20 世纪 60 年代, Aksenov^[1] 提出了 1/4 弯管式磁过滤器, 该过滤器是由电弧源和 1/4 的弯管构成, 在弯管内加上平行于弯管的磁场, 电弧进入弯管后, 其中带电粒子因受到磁力线的约束而运动轨迹大体与磁力线平行 (尤其是其中的电子, 因其荷质比大, 更易受磁力线束缚), 最终带电粒子沿着磁场磁力线的方向到达出口, 不带电粒子和电弧中的宏观颗粒 (macroparticles, MPs) 的运动则不受磁力线的影响. 该结构巧妙地利用磁场改变电弧等离子体的方向, 起到了很好的 MPs 过滤作用. 因此, 在国外^[2-8] 及我国^[9-11] 都得到了广泛的研究, 取得了很好的效果.

电弧经磁过滤器弯曲过滤后可完全消除液滴, 实现 100% 的离化, 被用来制备多种性能优异的涂层, 其中, 最具有代表性的就是四面体非晶碳 (tetrahedral amorphous carbon, ta-C) DLC 膜. 电

弧磁过滤器方法制备的 DLC 膜中 sp^3 键含量可达 85% 以上, 具有非常优异的硬度、摩擦、导热、生物相容性等性能^[12-17].

但是, 以小圆靶为离子源的弯曲弧磁过滤器的引入使沉积离子所处的电场、磁场、电弧路径受到了束缚, 在很大程度上影响了等离子体在磁过滤器出口处的分布. 虽然靶材表面的导电性、粗糙度等能使电弧斑点在靶材表面随机燃烧并均匀刻蚀靶材, 但真空阴极电弧等离子体经磁过滤器弯曲后, 在磁过滤器出口处的分布具有一定的方向性^[3,11], 导致了等离子体在出口处的四个象限里的分布并不均匀, 用此方法制备的膜层厚度也只能在某一较小的区域内均匀; 同时, 由于等离子体需要经过 90° 弯曲过滤, 使得涂层制备效率降低. 过滤后沉积效率的降低及膜厚分布的不均匀性, 阻碍了该技术的大规模工业化应用.

为了突破这两点限制, 多个国家的科学家们进行了磁场、电场、结构等方面的改进. 如, 澳大利亚悉尼大学的 Marcela Bilek 在弯管外侧引入正偏压

* 国家自然科学基金 (批准号: 11275020) 和国家科技重大专项 (批准号: 2014zx04012012) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liliuhe@buaa.edu.cn

的偏压板^[18]来提高过滤效率,笔者提出了无辅助阳极的磁过滤方法^[19],新加坡的学者则提出采用异性弯管,将过滤后的离子聚焦成束斑,而后对束斑进行扫描涂层的方法^[20]等,使得该方法在一定领域得到了工业化推广和应用。

总之,提高磁过滤器中的等离子体传输效率和等离子体分布的均匀性,是国内外研究者在该领域努力的一个重要方向。

而在物理气相沉积方法制备DLC膜领域,得到高sp³键含量、高硬度的DLC膜层一直是国内外研究的核心问题^[9,16,21,22],采用弯曲电弧磁过滤器制备高sp³键含量的DLC膜则是有望解决这一问题的一个重要研究方向。

为了克服传统弯管式磁过滤的等离子体分布均匀性和涂层制备效率问题,本文研制了一种新型的带状真空电弧磁过滤器.该过滤器采用了长条形的矩形电弧源作为磁过滤器的等离子体源,在90°弯曲矩形截面的磁过滤器内生成了带状的弯曲电弧等离子体。

本文用法拉第杯和朗缪尔探针,对该新型磁过滤器出口所在平面内的离子能量分布、离子密度分布进行了测量,成功用该新型带状真空电弧磁过滤器沉积了厚度较均匀的DLC膜,并对DLC膜进行了Raman谱分析.结果表明,该种新型带状真空电弧磁过滤器在出口处可以产生较高的离子密度且竖向相对均匀,如果配合工装的旋转,该带状真空

电弧磁过滤器完全可用于高质量涂层的大面积沉积,实现批量化、规模化应用。

2 试 验

2.1 试验方法

试验在北京航空航天大学材料加工与控制系自主研制的复合了全方位离子注入和沉积的SACL-V型表面改性设备上,其中带状真空电弧磁过滤的俯视结构如图1所示.在截面为矩形的90°弯曲带状真空电弧磁过滤器内产生带状等离子体,在真空室的带状等离子体出口处(图1中A-B平面, A侧即为磁过滤器出口左侧, B侧即为磁过滤器出口右侧),进行等离子体参数的测量和DLC膜沉积.采用高纯度石墨(99.999%)作为电弧阴极靶, Ar为辅助气体, 镜面抛光单晶硅Si作为基底材料.背底真空度: 7.0×10^{-2} Pa, 真空室内温度控制在80 °C, 弧源电流值为90 A.磁过滤器外配置7组线圈,用于提供电弧离子镀过程中所需的磁场,如图1所示.对所有线圈进行依次编号为: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 其中平行于靶面的线圈1, 2为稳弧、聚焦线圈, 线圈3, 4, 5, 6, 7为引导靶面离子沿磁力线进入真空室的导磁线圈.通过调节磁场线圈电流,可以在靶面形成磁场奇点区域,保证真空电弧的稳定燃烧。

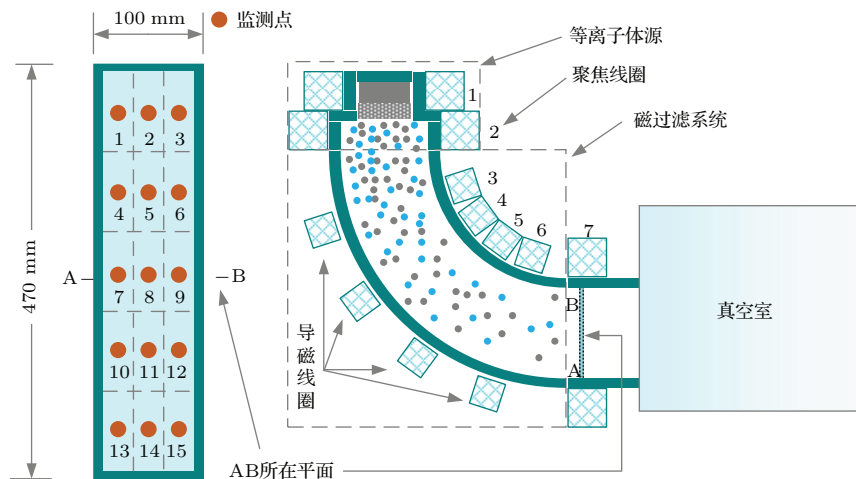


图1 (网刊彩色) 带状真空电弧磁过滤器系统结构示意图

Fig. 1. (color online) A schematic diagram of a ribbon-like cathodic arc plasma filter.

电弧磁过滤器出口处不同位置(如图1所示, A-B

所在平面上3列5行共15个区域)的等离子体参数进行了测量.并在这15个区域沉积了DLC膜,采用

Labram HR800 拉曼光谱仪 (Horiba Jobin Yvon) 对出口处 15 个不同位置点处得到的 DLC 膜进行了 Raman 分析, 用 Veeco Dektak 6M 台式探针轮廓仪测量了膜厚.

2.2 法拉第杯探针系统

在弧斑稳定燃烧后, 通过法拉第杯对 A-B 面上的 15 个区域进行离子能量测试, 法拉第杯采用三级过滤网栅对带电粒子进行过滤, 其内部结构如图 2 所示.

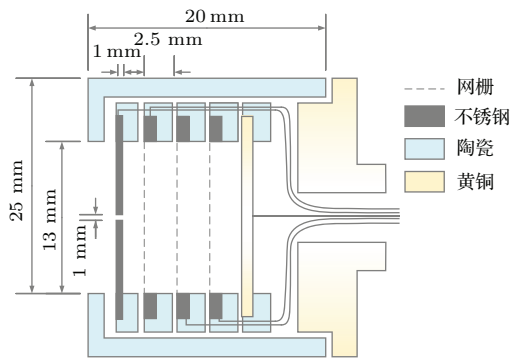


图 2 (网刊彩色) 法拉第杯结构图

Fig. 2. (color online) Structure of Faraday cup ion energy analyzer.

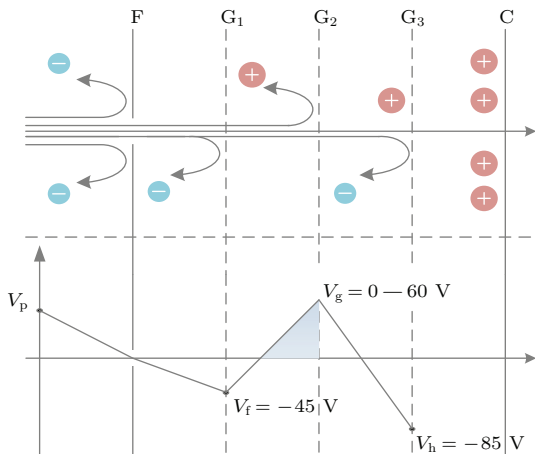


图 3 (网刊彩色) 法拉第杯原理示意图

Fig. 3. (color online) A schematic diagram of Faraday cup ion energy analyzer.

图 3 中, F 为法拉第杯端部挡板, F 挡板圆心孔径为 1 mm, 用来减少等离子体进入法拉第杯的电荷数目以降低空间电荷量; G₁, G₂ 和 G₃ 为三级网栅. 为了抑制进入法拉第杯的电子, G₁ 加负偏压; G₂ 加载 0—60 V 范围内的三角波扫描正电压, 只有离子能量大于 G₂ 电压与离子电荷量 e 乘积的那部分离子才能克服电势差产生的斥力穿过 G₂ 网栅;

G₃ 网栅加载 -80 V 负偏压, 确保通过 G₂ 网栅的离子可以到达收集板 C. 同时, G₃ 还可以阻挡克服了 G₁ 势垒而到达 G₂ 与 G₃ 之间的电子, 并消除因离子轰击网栅产生的二次电子. 离子速度分布函数 $f(v)$ 的计算可以通过以下计算方法获得:

$$f(v) = -\frac{m_i}{Ae^2} \frac{dI_c(V_g)}{dV_g}, \quad (1)$$

其中, v 为离子速度, m_i 为离子质量 (kg), A 为法拉第杯挡板 F 上的孔径面积 (m^2), e 为基元电荷 (C), V_g 为 G₂ 网栅加载电压 (V), $I_c(V_g)$ 为 G₂ 网栅电压为 V_g 时收集极离子电流值 (A).

2.3 朗缪尔探针系统

采用图 4 所示的单朗缪尔探针 [23] 测量 A-B 平面内 (图 1 所示) 15 个不同位置点处离子密度分布, 以期获得离子密度分布与膜厚的关系. 探针采用柱状探针, 用于收集离子电流的探针裸露表面积约为 0.265 cm^2 , 探针加载电压为 -80—0 V, 以获得离子饱和电流值 I_{i0} . 根据 Laframboise 关于朗缪尔探针离子密度计算方法研究可知 [24]:

$$n_i = I_i / eS \left[\frac{8e(V_{\text{plasma}} - V_p)}{m_i} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

其中, n_i 为离子密度 (个/ cm^3), I_i 为探针离子电流值 (A), S 为探针收集极表面积 (cm^2), e 为基元电荷 (C), V_{plasma} 为等离子体空间电势 (V), V_p 为探针施加电压 (V), m_i 碳离子质量 (kg).

由于石墨弧斑具有“聚束”特性, 石墨阴极弧斑在磁场的作用下, 会在靶面上沿着刻蚀“跑道”快速移动, 因此, 当石墨电弧等离子体“聚束”正好扫过探针时, 探针电流就会出现峰值 (图 5), 此时探针周围等离子体密度最大, 所以取朗缪尔探针测得的电流峰值附近 1 s 范围内的电流平均值, 来代表该加载电压下探针离子电流值 I_i .

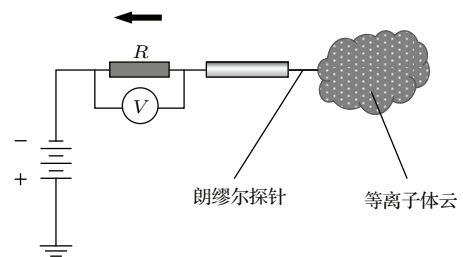


图 4 朗缪尔探针原理示意图

Fig. 4. The schematic diagram of Langmuir probe system.

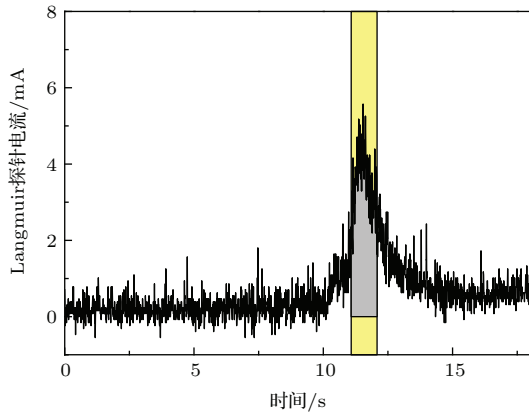


图5 (网刊彩色) 石墨电弧等离子体“聚束”扫过朗缪尔探针时的探针电流

Fig. 5. (color online) Current of the Langmuir probe when the graphite arc sweep past the probe.

3 结果与讨论

本文中电弧电流 90 A, 弧压为 30 V. 以前的研究表明^[25], 石墨真空电弧等离子体中, 几乎全部为一价碳离子, 因此, 本文不再考虑碳元素的其他电

离态.

3.1 离子能量分布分析

用法拉第杯对 A-B 面上的 15 个区域进行离子速度分布函数的测量, 其中, 在 A-B 平面上正中心处(图 1 A-B 平面上标示为 8# 区域处)的测量结果如图 6 所示. 图 6(a) 为石墨电弧等离子体“聚束”扫过法拉第杯时 10 s 范围内的一个典型的波形图, 其中, 锯齿状波形(黑色线)为 G_2 网栅所加三角波扫描电压 V_g ; 绿色波形为法拉第杯收集板收集到的电流值 I_c . 由图 6(a) 可以看出, 当时间约为 5.2 s 时, 石墨电弧等离子体“聚束”扫过刚好到法拉第杯口正对位置, 收集板 C 所采集离子电流数据出现了最大峰值, 并且在此峰值左右近似为对称结构, 所有峰值点所构成的曲线近似为正态分布. 反复测量并记录 3 次最大峰值数据(图 6(b)), 取算术平均值, 进行曲线拟合绘制出离子电流 I_c 与扫描电压 V_g 关系曲线(图 6(c)). 再对图 6(c) 中的拟合曲线求导, 即可获得离子速度分布函数曲线(图 6(d)).

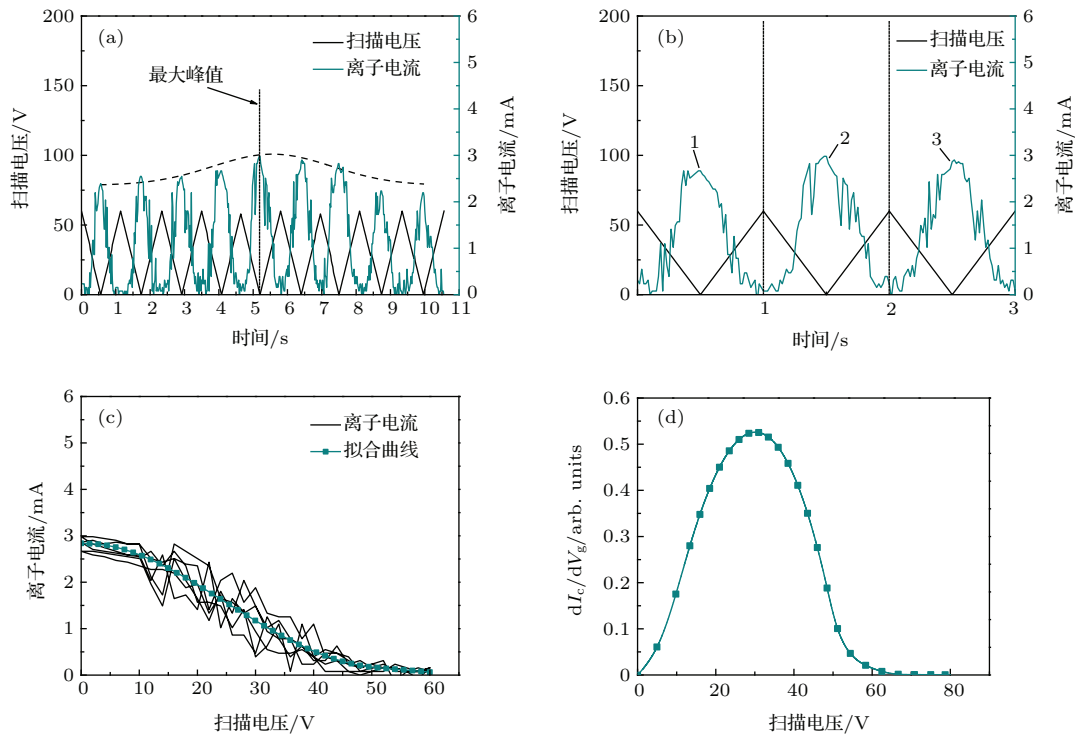


图6 (网刊彩色) 不同速度(能量)下粒子数量与扫描电压关系测量示例图 (a) 电弧等离子体扫过探针时测量得到的锯齿波扫描电压 V_g 与离子电流 I_c ; (b) 本文所选用的最大值附件的 3 次离子流 I_c 的平均值作为测得的离子流; (c) 不同扫描电压 V_g 下的离子流 I_c 及其拟合曲线; (d) dI_c/dV_g - V_g 关系曲线

Fig. 6. (color online) Schematic diagram of data obtained by the Ion energy analyzer: (a) The applied sawtooth sweep voltage V and the detected current of the Faraday cup ion energy analyzer; (b) the mean current of three peaks near the maximum value was used as the ion flux; (c) ion flux vs. the applied voltage (c); (d) dI_c/dV_g - V_g curves.

带状真空电弧磁过滤器出口(A-B平面)上15个位置点的 dI_c/dV_g-V_g 曲线,如图7所示,该曲线表明不同离子能量下的离子基本成麦克斯韦分布.一般认为,离子能量是影响涂层结构的重要因素.从图7中可以看出过滤器出口处的离子能量范围主要在0—60 eV之间.且多数碳离子的能量集中在20—40 eV,只有位于A-B平面顶部(1#, 2#, 3#)和底部(13#, 14#, 15#)的测试点位置, dI_c/dV_g-V_g 曲线的峰位向低能量端移动(约18—22 eV附近).这可能是以下两个原因造成的:一是在试验中,弯管出口处上、下两端的磁力线更容易分别向上、下偏转造成的;二是在电弧靶面处,靶源上下

两端驱动弧斑运动的扫描磁场也相对较弱,电弧等离子体更容易放电,因此可能会造成电弧电压的降低,使得碳电弧“聚束”在此处燃烧时,其等离子体中离子能量普遍降低.我们将另文讨论该问题.总体而言,沿着带状的宽度方向(矩形出口的A-B方向)横向来对比(如编号为1#, 2#, 3#位置),左、中、右 dI_c/dV_g-V_g 曲线的峰位位置差别不大,而沿着带状的长度方向(矩形出口的长边方向)竖向来对比,除了最上侧(1#, 2#, 3#位置)和最下侧(13#, 14#, 15#)的峰值,中间的大部分区域(4#, 5#, 6#; 7#, 8#, 9#; 10#, 11#, 12#)峰值基本上都在30 eV左右,这与电弧电压30 V相应.

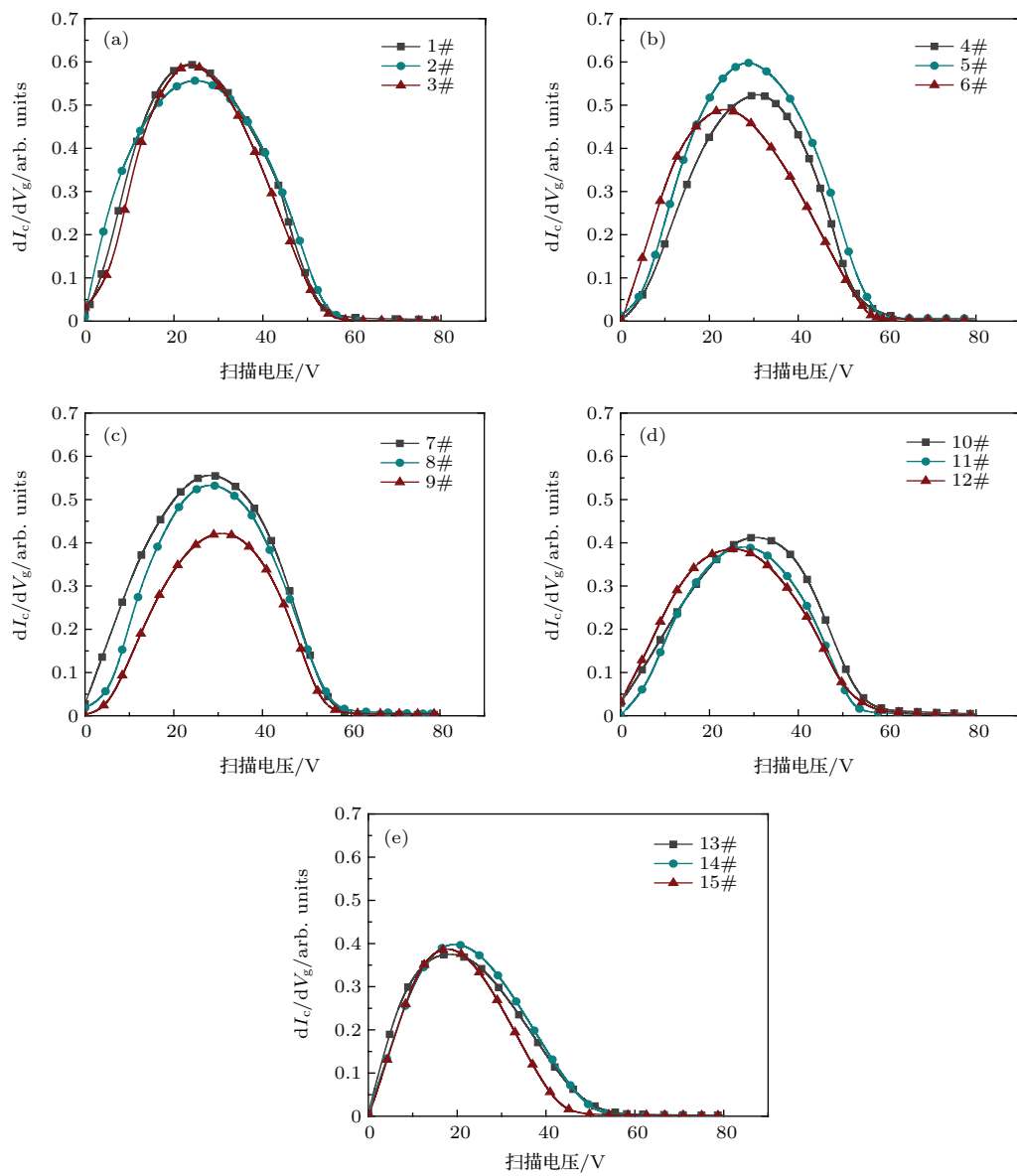


图7 (网刊彩色) 磁过滤器出口(A-B平面)各位置 dI_c/dV_g-V_g 曲线 (a) 1#, 2#, 3#位置; (b) 4#, 5#, 6#位置; (c) 7#, 8#, 9#位置; (d) 10#, 11#, 12#位置; (e) 13#, 14#, 15#位置

Fig. 7. (color online) dI_c/dV_g-V_g curves at different position of the exit plane (A-B): (a) 1#, 2#, 3#; (b) 4#, 5#, 6#; (c) 7#, 8#, 9#; (d) 10#, 11#, 12#; (e) 13#, 14#, 15#.

3.2 离子密度分布

采用图4所示的朗缪尔探针测量电路对图1 A-B平面上15个位置处进行等离子体离子密度测量结果如图8所示. 离子密度分布从磁过滤器内侧(图1中B侧)到外侧(图1中A侧)并非线性关系, 而是中间略高, 靠近磁过滤器内壁的地方略低, 且总体上来看磁过滤器外侧位置 and 中间位置的离子密度比磁过滤器内侧的离子密度高. 这有可能是以下几个原因造成的: 其一, 由于本装置采用了无辅助阳极结构, 弯管即是阳极, 因此, 弯管对离子本身有排斥作用, 使得离子向中心部位集中; 其二, 磁场结构是B侧磁场强度较大, A侧强度稍小, 内侧磁场更好地约束了电子, 而离子由于荷质比小, 受该磁场的约束较差, 因此偏向外侧; 其三, 磁场的存在使得带状等离子体不再是严格意义的电中性, 而是内侧外侧具有一定的派生电场梯度. 因此在电场、磁场的共同作用下, 磁过滤器中间位置的等离子体密度较高, 外侧次之, 内侧最低.

但是, 在图8上可以看出, 从A-B平面的竖向(长边方向)来看离子密度差别不大. 图8说明带状等离子体中的离子分布在A-B平面的横向(短边方向)上虽然仍带有局部的不均匀性, 但其从A-B平面的竖向上基本是均匀的, 且各位置离子密度相对较高. 因此, 如果将该带状真空电弧磁过滤器辅助以工件的在垂直该带状等离子体出口处的水平方向的旋转, 可以在很大范围内获得均匀涂层.

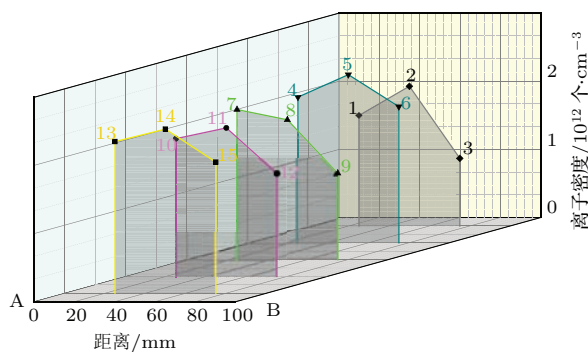


图8 (网刊彩色) A-B平面不同位置离子密度分布
Fig. 8. (color online) Plasma density distribution at different position on plane A-B.

3.3 DLC膜厚度分布

在不采用工件旋转的情况下, 利用带状真空电弧磁过滤器制备了DLC膜. DLC膜沉积时间为

30 min. 纳米硬度结果表明, 获得的碳膜的硬度在压入深度为40—160 nm的范围内, DLC膜的硬度在25—43 GPa之间, 显示出明显的类金刚石特性. 对每个位置上获得的DLC膜使用台阶仪测量厚度, 取3次测量后的算术平均值作为该点涂层的厚度. 图9给出了磁过滤器出口所在A-B平面处各不同位置的DLC膜的平均厚度分布值. 从图9中平均膜厚的分布情况可以看出, 除了13#, 14#, 15#位置DLC膜厚度明显偏高以外, 其余位置的DLC膜厚度基本与等离子体出口处离子分布特点相似. 位于磁过滤器最外侧位置(A侧)(1#, 4#, 7#, 10#, 13#)膜厚与中间位置(2#, 5#, 8#, 11#, 14#)的膜层厚度相近, 要比磁过滤器最内侧位置(B侧)(3#, 6#, 9#, 12#, 15#)得到的DLC膜层厚度值高. DLC膜厚度分布规律与离子密度的分布规律并不完全一致. 这可能是以下三个原因造成的: 第一, 由于弧斑的运动速度快, 且运动速度不稳定造成的; 第二, 在电弧燃烧过程中, 如果弧斑熄灭, 总是从下一个位置开始再次引燃, 也可能是造成膜厚与离子密度分布特点不完全一致的一个原因; 第三, 离子到达基体表面后, 会进行跃迁和扩散, 膜的生长与温度、表面处理状态等都有关系, 也会影响到膜的生长与离子分布之间的对应关系.

但总体来说, 图9表明离子密度高的位置, 其膜层厚度也较高. 15个不同位置点的DLC膜厚度有差异, 磁过滤器外侧位置与内侧位置的膜厚差异可以通过本镀膜系统带有的工件架旋转系统进行弥补, 使DLC膜进一步均匀化, 从而达到形成均匀DLC膜的目的.

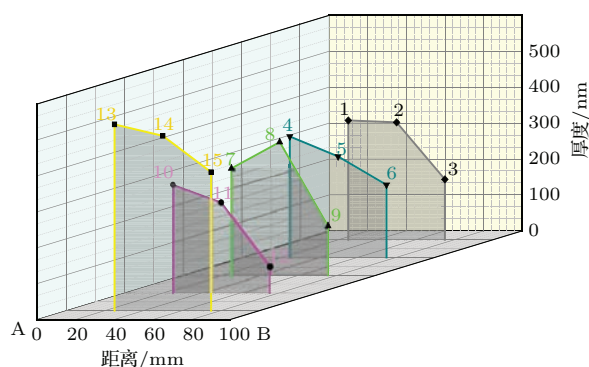


图9 (网刊彩色) A-B平面不同位置处沉积的DLC膜平均厚度分布
Fig. 9. (color online) The average thickness distribution of DLC films at different position on plane A-B.

3.4 Raman光谱分析

Raman光谱是DLC膜层结构表征十分常用、有效、直接、方便、快速且不会对试样造成破坏的一种重要手段^[26]. 由于C—C具有对称性骨架且属于同原子的非极性键振动, 因此, 可以很好地得到DLC膜层拉曼光谱的数据信息. 图10(a)—(c)分别为磁过滤器外侧位置(A侧)(1#, 4#, 7#, 10#, 13#)、磁过滤器中间位置(2#, 5#, 8#, 11#, 14#)和磁过滤器内侧位置(B侧)处(3#, 6#, 9#, 12#, 15#)沉积的DLC膜Raman谱结果. 由于Raman峰强度只是一个相对强度, 重要信息是Raman位移的大小. 因此, 为了更好地对不同位置的Raman光谱进行对比, 图10对Raman相对强度进行了归一化处理.

从图10可以看出, 各个位置获得的DLC膜对激光的Raman散射基本一致. 表明各个位置所获得的DLC膜的基本结构一致. Raman谱线在1000—1800 cm^{-1} 范围内有一个近似对称的宽散射

峰, 此为典型的DLC膜的特征峰^[27]. 采用Gauss-Lorentz函数对所获得的DLC膜拟合结果表明, 特征G峰的峰位位于1555—1560 cm^{-1} 范围内. 对比图10(a), 图10(b)和图10(c)可以看出, 15条拉曼谱峰形状相似, 特征峰峰位相同, 说明DLC膜内, C—C键(主要是 sp^2 , sp^3 杂化键)所处的化学状态、应力水平、团簇大小等基本一致. 由于 sp^2 杂化键键角紊乱程度的增加和 sp^3 杂化键结构含量的增加, 相比单晶石墨在1580 cm^{-1} 和1575 cm^{-1} 处的拉曼峰, 特征峰的G峰位明显向低波数方向移动.

但是, 从图10中还可以看出, 中间位置处(位置4#, 5#, 6#; 7#, 8#, 9#; 10#, 11#, 12#处)肩部D峰更加明显, 说明D峰相对强度要高于A-B平面的上(1#, 2#, 3#)、下(13#, 14#, 15#)两侧处的DLC膜的Raman位移. 这个结果与图7中测量的碳离子最高能量 dI_c/dV_g-V_g 曲线的峰值对应关系非常好, 说明PVD薄膜沉积过程中碳离子能量能够影响DLC膜的结构.

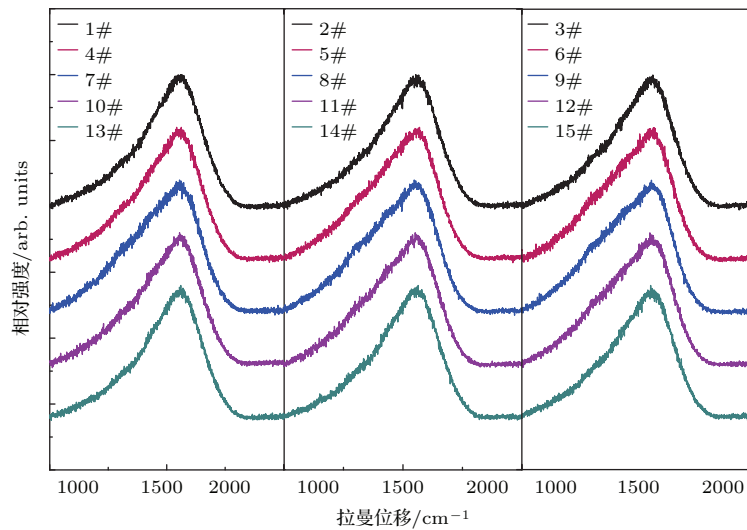


图10 (网刊彩色) 不同监测点DLC膜Raman谱对比

Fig. 10. (color online) Raman spectra of DLC films at various position.

需要说明的是, DLC的Raman谱比较复杂, 仅从Raman谱中漫散峰的外形和峰位很难对DLC的性质做出准确描述和比较. DLC膜中, 由于碳原子s轨道电子与p轨道电子杂化的灵活性, 使得DLC膜中既有 sp^3 杂化键, 又有 sp^2 , sp 的杂化键, 一般认为DLC膜不同碳—碳键的比例, 取决于沉积时等离子体中碳离子的平均能量、价态乃至电子的平均能量等. 因篇幅有限, 作者将另文专门讨论

带状真空电弧磁过滤器等离子体分布特性对制备的类金刚石膜结构的影响.

4 结 论

带状真空电弧过滤器的等离子体出口处, 内侧、中间、外侧等离子体离子能量分布都近似麦克斯韦分布. 总体而言, 沿着带状的宽度方向, 左、中、

右, 离子能量分布差别不大, 而沿着带状的长度方向(矩形出口的长边方向, 即竖向)来对比, 中间的大部分区域(4#, 5#, 6#; 7#, 8#, 9#; 10#, 11#, 12#)离子能量基本上都在30 eV左右, 与电弧电压30 V相应.

带状真空电弧磁过滤器的等离子体出口处, 竖向中间位置的离子密度最高, 内侧离子密度最低. 而沿着带状的长度方向(竖向)来对比, 上、中、下离子密度差别不大.

带状真空电弧磁过滤器沉积的DLC膜的厚度分布和Raman光谱特征, 与带状等离子体密度分布特征和能量分布特征基本符合.

研究表明, 带状真空电弧磁过滤器可以在出口处产生上下均匀的经过电磁过滤的带状等离子体. 若能结合工件架旋转系统, 可实现弯曲电弧磁过滤器的大面积, 高效率的工业化应用.

参考文献

- [1] Aksenov I I, Belous V A, Padalka V G, Khoroshikh V M 1978 *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 425
- [2] Bilek M M M, Yin Y, McKenzie D R 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1165
- [3] Boxman R L, Goldsmith S, Ben-Shalom A, Kaplan L, Arbilly D, Gidalevich E, Zhitomirsky V, Ishaya A, Keidar M, Beilis I I 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 939
- [4] Anders A, Anders S, Brown I G 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 4900
- [5] Shi X, Tay B K, Lau S P 2012 *Int. J. Mod. Phys. B* **14** 136
- [6] Yuvakkumar R, Peranatham P, Nathanael A J, Nataraj D, Mangalraj D, Sun I H, Peranatham P, Nataraj D 2015 *J. Nanosci. Nanotechnol.* **15** 2523
- [7] Wang N, Komvopoulos K 2013 *J. Mater. Res.* **28** 2124
- [8] Diaz B, Swiatowska J, Maurice V, Seyeux A, Harkonen E, Ritala M, Tervakangas S, Kolehmainen J, Marcus P 2013 *Electrochim. Acta* **90** 232
- [9] Han L, Yang L, Yang L M C, Wang Y W, Zhao Y Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 046802 (in Chinese) [韩亮, 杨立, 杨拉毛草, 王炎武, 赵玉清 2011 物理学报 **60** 046802]
- [10] Wen F, Huang N, Jing F J, Sun H, Cao Y 2011 *Adv. Mater. Res.* **287** 2203
- [11] Li L H, Lu Q Y, Fu R K Y, Chu P K 2008 *Surf. Coat. Technol.* **203** 887
- [12] Xue Q J, Wang L P 2012 *Diamond-like Carbon Films Material* (Beijing: Science Press) pp40–47 (in Chinese) [薛群基, 王立平 2012 类金刚石碳基薄膜材料 (北京: 科学出版社) 第40—47页]
- [13] Bootkul D, Supsermpol B, Saenphinit N, Aramwit C, Intarasiri S 2014 *Appl. Surf. Sci.* **310** 284
- [14] Xu Z, Sun H, Leng Y X, Li X, Yang W, Huang N 2015 *Appl. Surf. Sci.* **328** 319
- [15] Xu S, Flynn D, Tay B K, Praver S, Nugent K W, Silva S R P, Lifshitz Y, Milne W I 1997 *Philos. Mag. B* **76** 351
- [16] Choi J, Kato T 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 8722
- [17] Liu A P, Liu M, Yu J C, Qian G D, Tang W H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 056804
- [18] Bilek M M M, McKenzie D R, Yin Y, Chhowalla M U, Milne W I 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1291
- [19] Li L H, Xia L F, Ma X X, Sun Y, Li G, Yu W D 1999 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **3** 207 (in Chinese) [李刘合, 夏立芳, 马欣新, 孙跃, 李光, 于伟东 1999 真空科学与技术学报 **3** 207]
- [20] Xu S, Tay B K, Tan H S, Zhong L, Tu Y Q, Silva S R P, Milne W I 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 7234
- [21] Sun P, Hu M, Zhang F, Ji Y Q, Liu H S, Liu D D, Leng J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 067803
- [22] Zavaleyev V, Walkowicz J 2015 *Thin Solid Films* **581** 32
- [23] Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing (Second Edition)* (Hoboken: John Wiley & Sons, Inc.) pp185–186
- [24] Tang D L, Fu R K Y, Tian X B, Peng P, Chu P K 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **206** 808
- [25] Brown I G 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3061
- [26] Chu P K, Li L 2006 *Mater. Chem. Phys.* **96** 253
- [27] Yang F Z, Shen L R, Wang S Q, Tang D L, Jin F Y, Liu H F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 017802 (in Chinese) [杨发展, 沈丽如, 王世庆, 唐德礼, 金凡亚, 刘海峰 2013 物理学报 **62** 017802]

Plasma distribution properties of vacuum ribbon-like cathodic arc plasma filter and Raman studies of diamond-like carbon films prepared by it*

Li Liu-He[†] Liu Hong-Tao Luo Ji Xu Yi

(School of Mechanical Engineering and Automation, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 10 October 2015; revised manuscript received 24 December 2015)

Abstract

As is well known, most filtered cathodic vacuum arc deposition technology adopts filters with various geometries to remove macro particles in the last three decades, but almost all of them have a circular cross-section. Compared with the traditional toroidal duct filters, the rectangular graphite cathodic arc source can have a larger area which can be an arc source of a ribbon-like cathodic arc plasma filter, which has a higher coating efficiency due to its larger area arc source and may be more suitable for a larger scale industrial production. Thus, the research on the plasma distribution properties within the vacuum ribbon-like cathodic arc plasma filter is of great significance. In this paper, a rectangular graphite cathodic arc source is used to produce the ribbon-like cathodic arc plasma. Within the filter, a 90° curved magnetic duct with a rectangular cross-section is used as the arc filter. The ribbon-like cathodic arc plasma is transmitted from cathode to the deposition area along the magnetic line produced by external coils. A Faraday cup ion energy analyzer and a Langmuir probe are used to characterize the distribution properties of the filtered plasma at 15 places on the exit plane. Ion energies and ion density at these positions are obtained. For the special “retrograde” motion of the cathode spot on the rectangular target surface, the ion energies and ion density data are not stable. In order to obtain representative values, the net results are the average value of 3 measurements. Diamond-like carbon (DLC) films are deposited by the ribbon-like cathodic arc plasma filter at the same exit plane and their structures are characterized by Raman shift. To compare the distinctness of the 15 Raman spectrums, each Raman spectrum of the DLC films is normalized and shown in a figure. Meanwhile, the thicknesses of all the DLC films are measured by step profiler. Results show that the ion energies are of Maxwell distributions at all the 15 places on the exit plane. The ion energies vary from 0 to 60 eV, most being in the range from 20 to 30 eV. The arc voltage is 30 eV, which exactly coincides with the ion energies. While Raman spectra of the DLC films show an obvious correspondence relationship with the ion energies as well as the ion density and the DLC film thickness. The nano-hardness of the DLC films lies in a range of 25–43 GPa. Although the ion energies, ion density, DLC film thickness and nano-hardness are slightly different at different locations, they are not significant. Owing to the relatively evenly distributed properties of the ribbon-like arc plasma this may open great opportunities for a large area filtered arc deposition technique.

Keywords: ion energy, ion density, diamond-like carbon, Raman spectrum

PACS: 52.77.Dq, 52.70.-m, 52.80.Mg, 81.05.U-

DOI: 10.7498/aps.65.065202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11275020), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2014zx04012012).

† Corresponding author. E-mail: liliuhe@buaa.edu.cn