

甚高频激发容性耦合氩等离子体的电子能量分布函数的演变

王俊 王涛 唐成双 辛煜

Evolution of electron energy distribution function in capacitively coupled argon plasma driven by very high frequency

Wang Jun Wang Tao Tang Cheng-Shuang Xin Yu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 055203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.055203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大气压冷等离子体射流灭活宫颈癌 Hela 细胞

[Inactivation of Hela cancer cells by an atmospheric pressure cold plasma jet](#)

物理学报.2013, 62(6): 065201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.065201>

氦-氧等离子体针灭活肺癌 549 细胞

[Inactivation of A549 cancer cells by a helium-oxygen plasma needle](#)

物理学报.2012, 61(18): 185203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.185203>

表面波等离子体源的发展现状

[The current status of surface wave plasma source development](#)

物理学报.2012, 61(14): 145202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.145202>

有源等离子体在开放大气环境下的反应扩散过程研究

[Numerical simulation of reaction-diffusion process of air plasma with a plasma source in open atmospheric environment](#)

物理学报.2011, 60(2): 025206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.025206>

大面积表面波等离子体源微波功率吸收的数值模拟研究

[Numerical simulation of microwave power absorption of large-scale surface-wave plasma source](#)

物理学报.2011, 60(2): 025205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.025205>

# 甚高频激发容性耦合氩等离子体的电子能量分布函数的演变\*

王俊 王涛 唐成双 辛煜†

(苏州大学物理·光电与能源学部, 苏州 215006)

(2015年9月1日收到; 2015年11月27日收到修改稿)

甚高频激发的容性耦合等离子体由于离子通量和能量的相对独立可控而受到人们的关注. 本文采用朗缪尔探针诊断技术测量了 40.68 MHz 激发的容性耦合 Ar 等离子体的特性 (如电子能量概率分布、电子温度和密度等) 随宏观参量的演变情况. 实验结果表明, 电子能量概率分布随着气压的增加从双麦克斯韦分布逐步转变为单麦克斯韦分布并最终演变为 Druyvesteyn 分布, 而射频激发功率的增加促进了低能电子布居数的增强; 在从等离子体放电中心移向边界的过程中, 低能电子的布居数显著下降, 而高能电子的布居则有所上升; 放电板间距的变化直接导致了等离子体中电子加热模式的转变. 另外, 我们也对等离子体中的高低能电子密度和温度的分配情况进行了讨论.

**关键词:** 朗缪尔探针诊断, 电子能量概率分布函数, 电子加热模式

**PACS:** 52.50.Dg, 52.80.Pi, 52.70.Ds

**DOI:** 10.7498/aps.65.055203

## 1 引言

容性耦合等离子体由于其结构简单、放电均匀的特点而广泛应用于薄膜生长、介质刻蚀<sup>[1]</sup>和表面改性等领域<sup>[2]</sup>, 研究者们对这种射频激发的等离子体放电特性包括电子的功率吸收机理<sup>[3]</sup>、电子的能量分布函数演变和鞘层特性等做了大量的研究<sup>[4-9]</sup>. 在射频激发的容性耦合等离子体体系中, 公认存在两种电子的加热机理, 即鞘层区的随机加热<sup>[10-12]</sup>和体等离子体的欧姆加热<sup>[13]</sup>, 也就是说, 高能电子克服双极电势进入振荡的射频鞘层, 并与之发生相互作用, 从扩展的鞘层中反弹获得能量, 进而激发电离背景气体分子或原子, 低能电子则被双极电位局域在体等离子体中. 此外, 文献<sup>[14, 15]</sup>还提出了鞘层中另外一种电子加热机理——压力

加热. 上述的鞘层加热基本上是指单鞘层的一种加热模式, Kaganovich<sup>[16]</sup>提出了双鞘层下电子的加热机理——反弹共振加热, 即当电子在两个鞘层间的渡越频率跟鞘层振荡频率相一致时, 电子在两个鞘层间来回反弹并获得能量. 后来, 人们从等离子体的诊断实验中逐步地发现并确认了反弹共振加热机理的存在. You等<sup>[17]</sup>在低气压容性放电中, 用实验的方法发现了电子能量概率分布函数 (EPPF) 低能区域电子的反弹共振加热现象. 2007年, Park等<sup>[18]</sup>在低气压 Ar 容性放电中, 用 PIC+MCC 模拟分析了激发频率为 10, 13.56 和 20 MHz 三种情况的 EPPF, 并模拟出了反弹共振导致 EPPF 低能区域的平台 (1—3 eV). 2011年, Liu等<sup>[19]</sup>在激发频率为 60 MHz 的双频容性耦合等离子体中, 从实验上观察到了 EPPF 高能区域的反弹共振加热, 并给出了共振频率跟共振放电间距之间的关系.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11175127) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxin@suda.edu.cn

在容性耦合等离子体中, 电子主要的加热模式不仅依赖于放电气压和功率, 也与驱动频率存在一定的关联. 有研究表明, 驱动频率的增加促使了电子的碰撞加热的增强<sup>[13,20]</sup>. 另外, 其电子密度和激发频率之间存在这样一个依赖关系, 即  $n_e = V_{rf} \cdot w^2$  ( $V_{rf}$  为电极上所加的电压,  $w$  为等离子体的激发频率), 显然激发频率的增加有利于等离子体电子密度的提升<sup>[21]</sup>. 但是, 增加激发频率亦会产生另外一些有趣的物理现象, 如驻波效应<sup>[22]</sup>、趋肤效应、电报效应<sup>[23]</sup>、电极不对称效应<sup>[24]</sup>、静电效应等, 这些电磁效应会直接导致等离子体在空间的不均匀, 因而其工业应用受到了限制. 因此, 考虑到等离子体均匀性和生产效能两方面的因素, 激发频率的选择就显得格外重要.

40.68 MHz 的激发频率相比于 13.56 MHz 的激发频率而言, 其产生的等离子体电子密度有较大的提升<sup>[21]</sup>, 另一方面, 其在真空中的射频波长约为 7.5 m, 上面提及的一些电磁效应在 40.68 MHz 激发的大面积等离子体中并不显得十分突出. 因此, 40.68 MHz 的激发频率无论在光伏领域的大面积等离子体增强化学气相沉积氮化硅减反膜领域还是在微电子的介质膜刻蚀领域均是一个优选方案. 从文献报道来看, 少有详细报道甚高频激发下容性耦合等离子体特性的空间演变. 本文采用改进的朗缪尔探针诊断技术, 对 40.68 MHz 激发的容性耦合氩等离子体的电子能量概率分布函数、电子密度和温度以及高低温电子空间分配随放电气压、放电功率、极板间距和轴向位置的变化进行了诊断测量, 并对此进行了分析和讨论.

## 2 实验设备

朗缪尔探针诊断用的容性耦合等离子体实验装置在我们发表的其他文章中已有详细的描述<sup>[25]</sup>. 简而言之, 放电腔室的内径为 350 mm, 内装两个平行的不锈钢放电电极板, 上电极直径为 220 mm, 下电极直径为 250 mm, 40.68 MHz 的射频功率通过匹配网馈入到上电极. 放电腔室的抽气系统由分子泵和机械泵组成, 本底真空为  $5 \times 10^{-3}$  Pa.

本实验中, 容性耦合放电等离子体的电子行为采用改进的朗缪尔探针技术进行表征. 探针在腔体侧面经由法兰引入到等离子体区, 可在上下

电极板的中平面内沿径向方向由步进马达控制到达等离子体的测量区域. 探针由 10 mm 长、直径为 0.15 mm 的钨丝组成, 紧靠针尖的陶瓷套管直径为 0.3 mm, 长度为 10 mm, 这些数值均小于本实验中的电子平均自由程 (约 0.65—7.78 mm), 鞘层的宽度  $s = \lambda_{D_s} (2V_0/T_e)^{1/2}$ ,  $\lambda_{D_s}$  为鞘层边界的电子德拜长度,  $V_0$  和  $T_e$  分别为等离子体空间电位和电子温度, 根据该公式我们得知鞘层宽度大致范围为 0.38—0.55 mm. 使用特定的自激电感获得射频信号的补偿, 探针后端添加了二级自激电感, 基频 (40.68 MHz) 的阻抗为 1.1 M $\Omega$ , 二次谐波的阻抗为 0.5 M $\Omega$ . 测量过程中使用补偿探针, 减缓等离子体电位飘移或噪声等引起的低频效应. 朗缪尔探针的电流和电压特性曲线在数值微分之前经过了快速傅里叶变换平滑, 实验中所报道的探针数据测量若没有特别说明均在等离子体放电中心完成. 电子能量概率分布函数直接由探针测量得到的伏安特性曲线二次微分获得, 即

$$f(E) = \frac{(8m_e)^{1/2}}{e^3 A} \frac{d^2 I}{dV^2}, \quad (1)$$

其中,  $E = e(V_p - V)$  是电子能量,  $V_p$  和  $V$  分别是等离子体空间电位和探针扫描电位,  $m_e$  是电子质量,  $I$  是探针电流,  $A$  为探针面积. 电子能量分布函数  $F(E)$  与  $f(E)$  的关系是  $F(E) = E^{1/2} f(E)$ . 电子密度  $n_e$  和电子温度  $T_e$  由以下两式分别计算得到

$$n_e = \int_0^\infty E^{1/2} f(E) dE, \quad (2)$$

$$kT_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty E^{3/2} f(E) dE. \quad (3)$$

通常, 我们用电子能量概率分布函数来表征等离子体中电子的行为, 电子能量概率分布函数大致可以分为三类:

麦克斯韦分布的表现形式为  $f(\varepsilon) \propto \exp(\varepsilon/(eT))$ ; 双麦克斯韦分布的表现形式为  $f(\varepsilon) \propto \exp(\varepsilon/(eT_1)) + \exp(\varepsilon/(eT_2))$ ; Druyvesteyn 分布的表现形式为  $f(\varepsilon) \propto \exp(\varepsilon/(eT))^2$ . 其中,  $e$  为电子电荷,  $T$  为等离子体的电子温度.

容性耦合放电实验中使用的氣體为高纯氩气, 放电气压从 1.0 Pa 变化到 12.0 Pa, 放电功率从 50 W 变化到 300 W, 极板间距的改变量为 20—60 mm, 探针的轴向距离从中心到边界的移动范围为 0—120 mm.

### 3 实验结果与讨论

图1显示了极板间距为50 mm时不同放电气压和功率条件下40.68 MHz频率激发的容性耦合等离子体的电子能量概率分布函数的演变情况, 气压从1.0 Pa改变到12.0 Pa, 射频功率在50—300 W之间变化. 从图1中可以清晰地看出, 放电气压在1.0 Pa的条件下, 电子能量概率分布函数呈现出典型的双麦克斯韦分布, 这主要是由于低气压下容性耦合Ar等离子体的电子无碰撞加热方式所致. 低能电子通常是由于高能电子与Ar原子的碰撞电离产生的, 由于缺乏足够的克服双极电势的能量而被局域在等离子体内部, 因而呈现出双麦克斯韦分布现象. 但随着放电气压的增加, 电子能量的弛豫长度不断降低, 电子和中性粒子的频繁碰撞引起的焦耳加热成为重要的能量传递机理, 我们可以看到EEDF从低气压下的双麦克斯韦分布模式逐步转变为中等气压下的单麦克斯韦分布模式, 最后转变为高压下的Druyvesteyn分布模式. You

等<sup>[13]</sup>在其早期的文章中提到容性耦合等离子体中激发频率的增加大大降低了电子加热模式从无碰撞统计加热到碰撞加热转变的气压节点, 在该实验中, 作者观察到9 MHz的转变气压约在40 Pa左右, 而在19 MHz激发下的气压转变点在13 Pa. 从这样一个趋势来看, 我们的实验中的激发频率在40.68 MHz, 有理由相信加热模式发生转变的气压点会更低, 尤其是在较小射频功率的条件下. 事实上, 我们可以看到射频放电功率的增加促进了更多高能电子从振荡鞘层中获得能量, 从而加剧了低能电子布居数的增强, 进而拉升了电子能量概率分布函数从双麦克斯韦分布向Druyvesteyn分布模式的转变气压点.

利用(2)式和(3)式计算出的容性耦合Ar等离子体中的有效电子温度 $T_e$ 与电子密度 $n_e$ 随放电气压和射频放电功率的变化情况, 如图2所示. 可以看出, 电子温度随着射频功率的增加而下降, 但随着放电气压的上升而上升. 电子密度有着不同的变化趋势, 即随着放电功率的增加而增加, 随放电气压的上升先略微上升后又有轻微的下降.

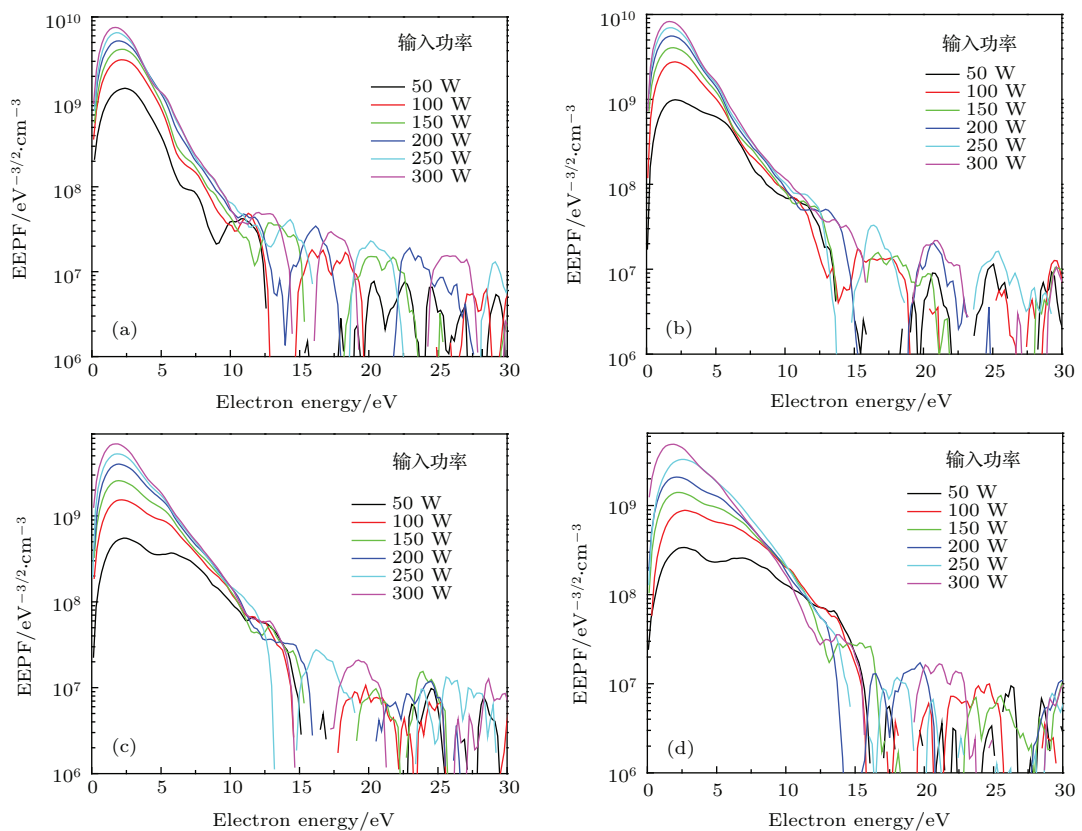


图1 (网刊彩色) 电子能量概率分布函数随功率和气压的变化 (a) 1.0 Pa; (b) 3.0 Pa; (c) 6.0 Pa; (d) 12.0 Pa  
Fig. 1. (color online) Variation of electron energy distribution function with input power and discharge pressure: (a) 1.0 Pa; (b) 3.0 Pa; (c) 6.0 Pa; (d) 12.0 Pa.

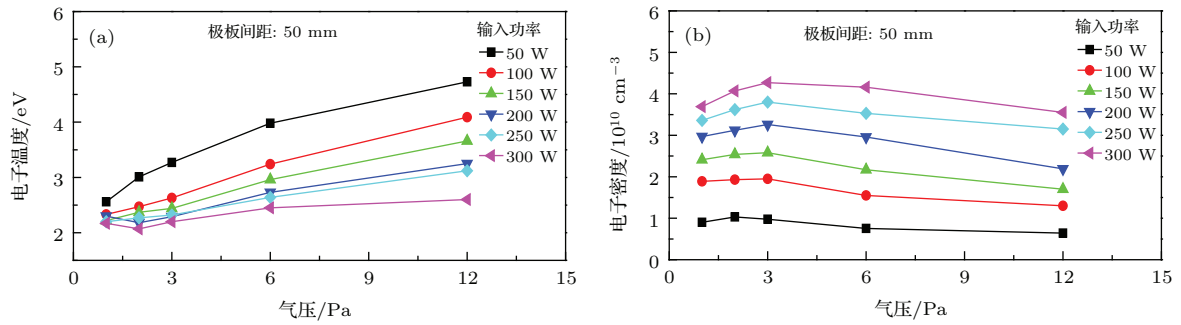


图2 (网刊彩色) 不同气压和射频放电功率的电子温度和电子密度的变化 (a) 电子温度; (b) 电子密度  
 Fig. 2. (color online) Variation of electron temperature and density with input power and discharge pressure: (a) Electron temperature; (b) electron density.

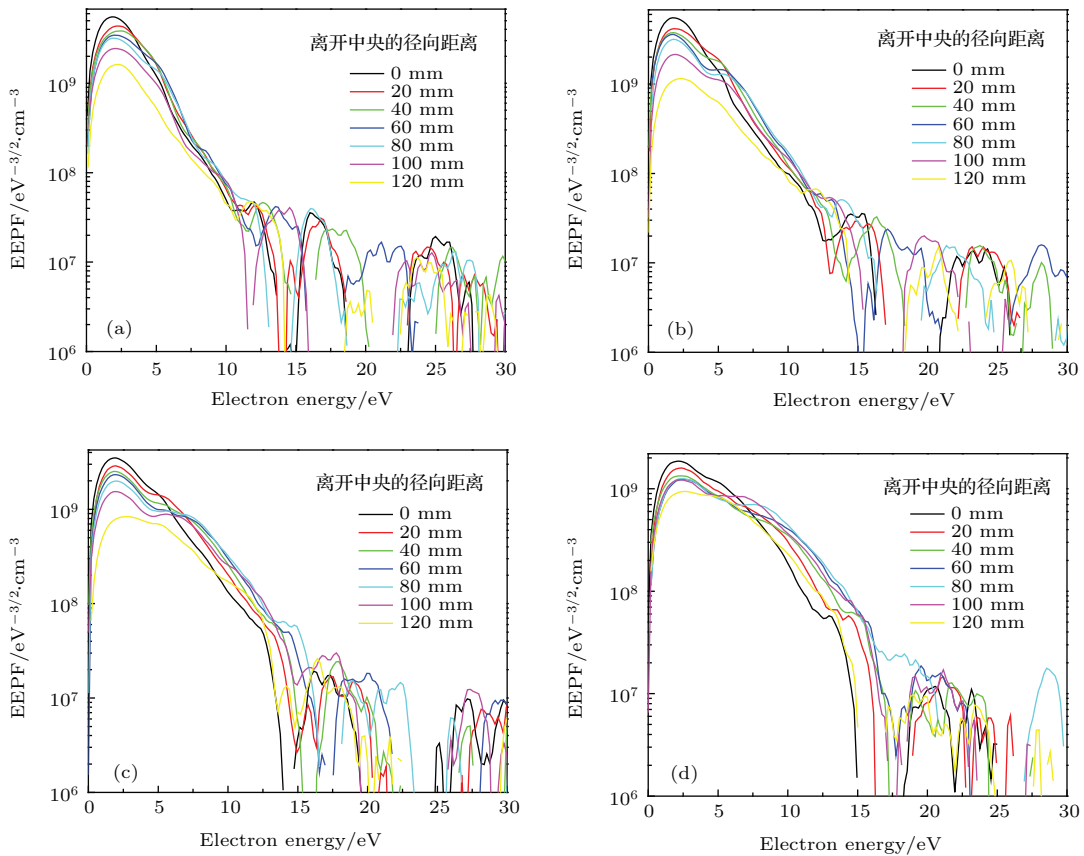


图3 (网刊彩色) 不同气压下电子能量概率分布函数随径向位置的变化 (a) 1.0 Pa; (b) 3.0 Pa; (c) 6.0 Pa; (d) 12.0 Pa  
 Fig. 3. (color online) Variation of electron energy distribution function with radial distance with different discharge pressures: (a) 1.0 Pa, (b) 3.0 Pa, (c) 6.0 Pa, (d) 12.0 Pa.

图3显示了射频放电功率为200 W和极板间距为50 mm条件下, 电子能量概率分布函数在不同放电气压下随径向位置的变化, 图中的横坐标标值是电子能量. 不难看出, 随着探针从腔室中央移动到腔室边界的过程中, 位于2 eV左右的低能电子布居数在不断地减弱, 同时, 高能区的电子布居数随探针针尖不断移向腔室边界而呈增加的趋势. 放电气压越高, 这种变化趋势就变得越为明显. 图4显示

验证了这种趋势. 而电子密度基本上随径向位置呈下降的趋势, 但放电气压较高时, 电子密度的径向均匀性好于低气压情形.

图5显示了射频功率为150 W下在放电中心位置的电子能量概率分布函数随放电极板间距的变化情况. 可以看出, 在大极板间距条件下, 低能电子的布居占据了较大比例, 随着放电间距的降低, 低能电子的布居比例在不断缩小, 而高能电子的布居比例有增大的趋势, 并且, 高能电子的能量

宽度变大. 另外, 极板间距的降低使得EEPF呈现出非麦克斯韦分布, 除了固有的一个位于 2.5 eV 的低能峰外, 还出现了一个高能峰, 该高能峰位随着极板间距的降低不断向更高能方向漂移. 可以认

为, 高能峰位的出现与电子在鞘层的随机加热、等离子体内部的欧姆加热以及电子在鞘层间的反弹共振加热有关 [4,5,21]. 在容性耦合等离子体中, Liu 等 [19] 给出了电子反弹共振加热加强的等离子体激

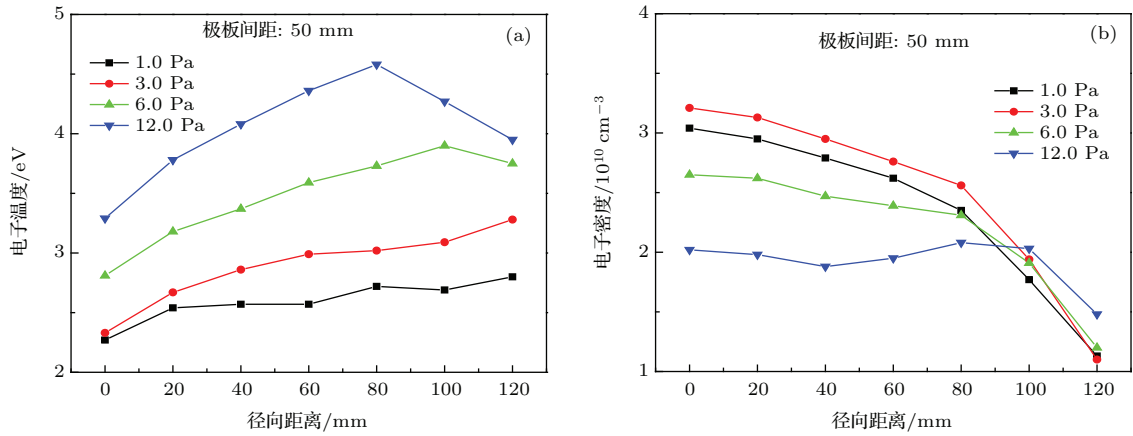


图4 (网刊彩色) 不同气压下的电子温度和密度随径向位置的变化 (a) 电子温度; (b) 电子密度  
Fig. 4. (color online) Variation of electron temperature and density with different discharge pressure: (a) Electron temperature; (b) electron density.

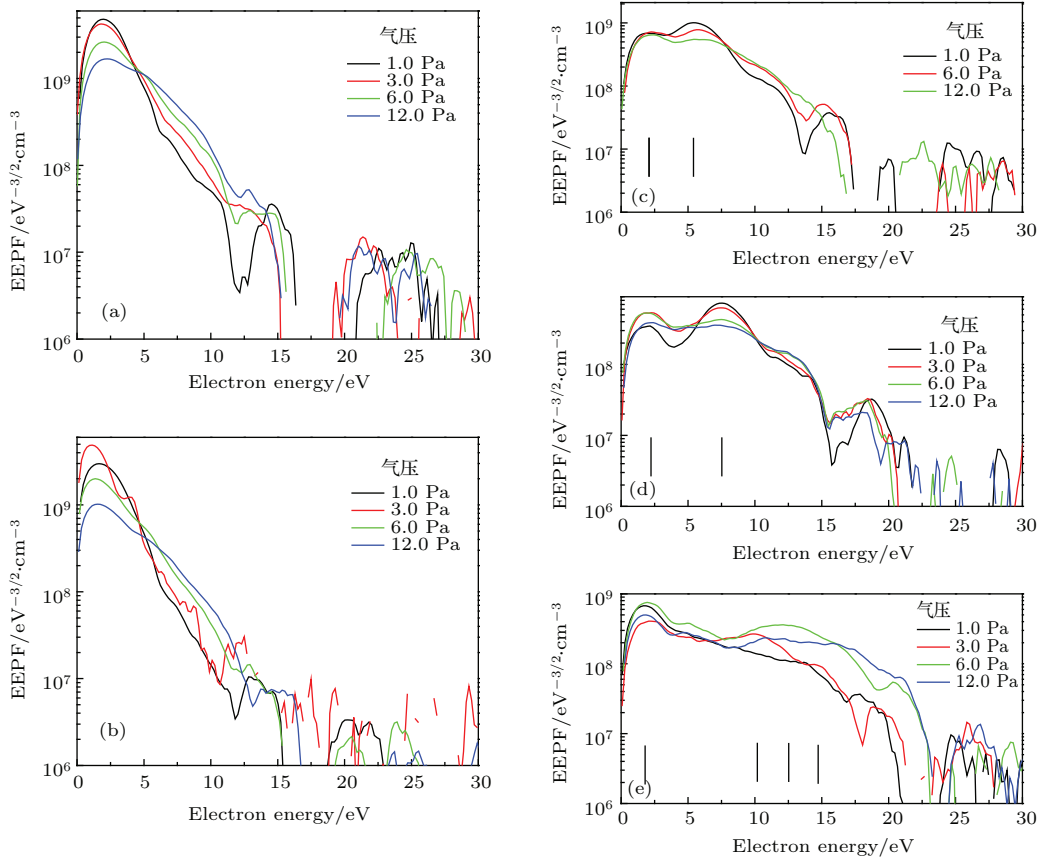


图5 (网刊彩色) 改变极板间距条件下的电子能量概率分布函数的变化 (a) 60 mm; (b) 50 mm; (c) 40 mm; (d) 30 mm; (e) 20 mm  
Fig. 5. (color online) Variation of electron energy distribution function with changing electrode distance: (a) 60 mm; (b) 50 mm; (c) 40 mm; (d) 30 mm; (e) 20 mm.

发频率和极板间距之间的依赖关系. 本实验中使用的是 40.68 MHz 的激发频率, 按照他们给出的依赖关系, 可大致推算出在该频率下极板的电子反弹共振间距约为 37 mm. 在我们所测量的电子能量概率分布函数中, 可以明显看到极板间距为 30 和 40 mm 对应的曲线中出现了高能峰, 位置在 6.0 和 7.5 eV, 在极板间距为 20 mm 时, 高能峰则有向更高能方向偏移的趋势, 如图 5(e) 中的小短线指示所示. 另外, 这种高能峰在较低气压下才表现得很明显, 随着气压的不断增加, 这种高能峰逐渐减弱. 极板间距对低气压下的电子能量概率分布函数的影响正是容性放电中电子加热模式转变的一个直接证据, 大极板间距下, 电子能量概率分布通常呈现为双麦氏分布的无碰撞行为, 而在小极板间距的条件下, 电子能量概率分布又呈现为类 Druyvesteyn 分布的碰撞加热行为.

射频激发的容性耦合等离子体中, 内部的高能电子克服双极势垒进入振荡的射频鞘层, 通过随机加热获得能量, 获得能量后的电子往往在鞘层边界与背景气体发生碰撞, 从而产生激发、分解、电离等反应过程, 过程中产生的低能电子由于难以克服双极势垒而通常被局域在体等离子体内部<sup>[26-28]</sup>. 假定等离子体中的冷电子群定义为 0—5 eV 的电子, 热电子群定义为大于 5 eV 的电子, 通过 (2) 式和 (3) 式的积分给出冷热电子群的有效电子温度 ( $T_{\text{cold}}, T_{\text{hot}}$ ) 与密度 ( $n_{\text{cold}}, n_{\text{hot}}$ ).  $\alpha$  和  $\beta$  分别表示为冷热电子群密度的比值 ( $n_{\text{cold}}/n_{\text{hot}}$ ) 和冷热电子群有效电子温度的比值 ( $T_{\text{cold}}/T_{\text{hot}}$ ), 显然, 两者的大小显示了冷热电子群的密度和温度在体等离子体中的比例分配情况. 图 6 是在不同功率和气压以及不同轴向距离和极板间距下冷热电子密度和温度的比值变化. 从图 6(a) 可以看出, 低气压和高功率下等离子体体内的低能电子密度占据较高的比例, 在放电气压为 2.0 Pa、射频功率为 250 W 时冷电子密度超过热电子密度 5 倍之多, 随着放电气压的增加或者射频功率的下降, 低能电子占比不断下降. 极板间距对冷热电子密度比值  $\alpha$  的影响较大, 从图 6(c) 可以看出, 在极板间距小于 40 mm 时,  $\alpha$  值处于一个较低的水平, 在 0.2—0.5 之间变动,  $\beta$  值也趋于变小. 也就是说, 在小极板间距条件下, 电子更容易通过鞘层的反弹加热获得能量, 从而增加了高能电子密度和温度.

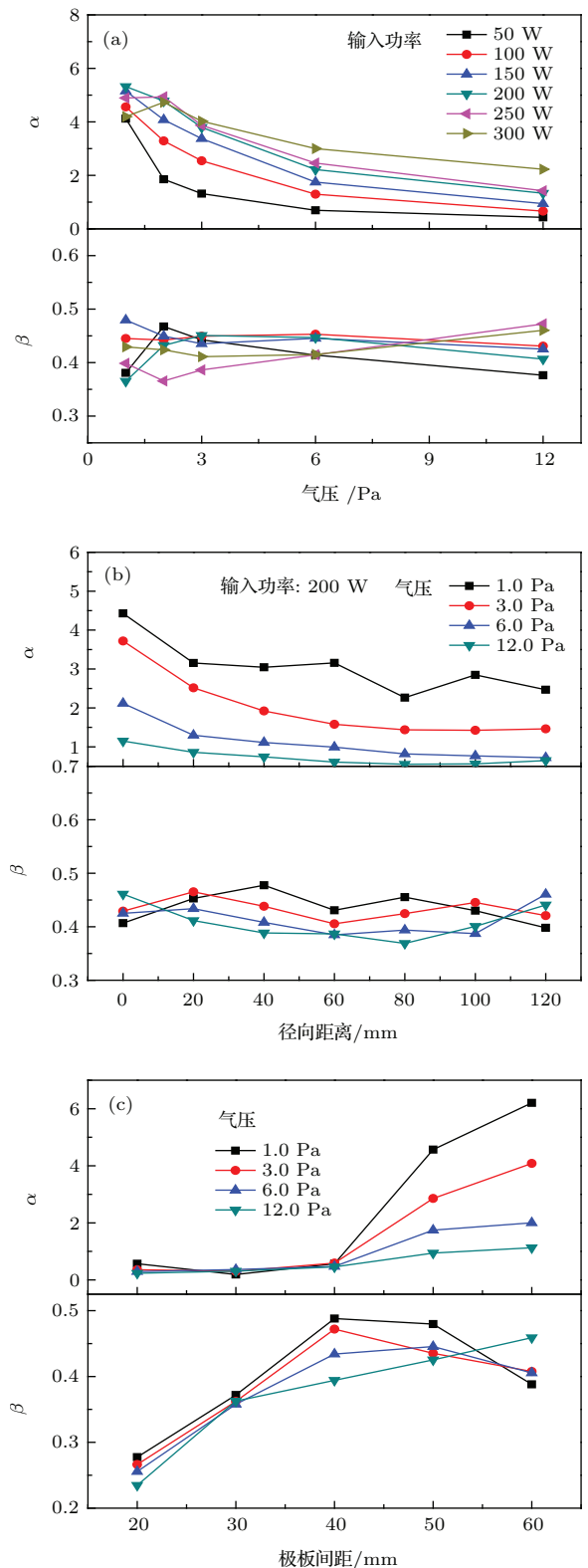


图 6 (网刊彩色) 冷热电子密度和温度的比值随不同参数的变化 (a) 不同功率和气压; (b) 不同轴向距离和气压; (c) 不同极板间距和气压

Fig. 6. (color online) Ratio of cold and hot electron density and temperature for different parameters: (a) Input power and discharge pressure; (b) radial distance and discharge pressure; (c) electrode distance and discharge pressure.

## 4 结 论

用改进的朗缪尔探针诊断技术对 40.68 MHz 激发的容性耦合氩等离子体的演变特性进行研究. 研究表明, 等离子体放电气压和射频输入功率对电子的加热行为具有明显的影响, 随着气压的增加, 电子能量概率分布函数从低气压下的双麦克斯韦分布逐步转变为中等气压下的单麦克斯韦分布, 并最终演变为高压下的 Druyvesteyn 分布; 而射频输入功率的增加促进了低能电子布居数的增强, 也意味着电子能量概率分布函数有利于向单麦克斯韦乃至双麦克斯韦分布转变; 在从等离子体放电中心移向边界的过程中, EEPF 曲线中的低能电子布居数的下降进而高能电子布居数的上升是由于等离子体两极电位所致. 我们的实验诊断进一步表明, 放电极板间距的变化直接影响了高低能电子密度和温度的比例分配, 进而导致了等离子体中电子加热模式的转变.

## 参考文献

- [1] Xu D S, Zou S, Xin Y, Su X D, Wang X S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 065201
- [2] Conrads H, Schmidt M 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 441
- [3] Yu Y Q, Xin Y, Ning Z Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 015207
- [4] Kim H C, Lee J K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 085003
- [5] Jiang W, Wang H Y, Zhao S X, Wang Y N 2009 *J. Phys. D* **42** 102005
- [6] Fernández Palop J I, Ballesteros J, Colomer V, Hernández M A 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 4625
- [7] Bang J Y, Chung C W 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123506
- [8] Chung T H 2006 *Phys. Plasmas* **13** 024501
- [9] Wang X, Hershkowitz N 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053503
- [10] Godyak V A, Popov O A 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 53
- [11] Godyak V A, Piejak R B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 996
- [12] Turner M M, Chabert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 205001
- [13] You S J, Ahn S K, Chang H Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 171502
- [14] Turner M M, Hopkins M B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3511
- [15] Turner M M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1312
- [16] Kaganovich I D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 265006
- [17] You S J, Chung C W, Chang H Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 041501
- [18] Park G Y, You S J, Iza F, Lee J K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 085003
- [19] Liu Y X, Zhang Q Z, Wang Y N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 055002
- [20] Ahn S K, You S J, Chang H Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 161506
- [21] Surendra M, Graves D B 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 2091
- [22] Liu Y X, Gao F, Liu J, Wang Y N 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 043303
- [23] Sansonnens L, Strahm B, Derendinger L, Howling A A, Hollenstein C, Ellert C, Schmitt J P M 2005 *J. Vac. Sci. Technol. A* **23** 922
- [24] Sansonnens L, Howling A A, Hollenstein C 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 302
- [25] Hong B S, Xin Y, Zou S, Xu D S, Yu Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 115202 (in Chinese) [洪布双, 辛煜, 邹帅, 徐东升, 虞一青 2013 物理学报 **62** 115202]
- [26] Lee M H, Lee H C, Chung C W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **81** 046402
- [27] Lee H C, Chung C W 2012 *Phys. Plasmas* **19** 033514
- [28] Godyak V A, Piejak R B 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 3137



# Evolution of electron energy distribution function in capacitively coupled argon plasma driven by very high frequency\*

Wang Jun Wang Tao Tang Cheng-Shuang Xin Yu<sup>†</sup>

(College of Physics, Optoelectronics and Energy, Soochow University, Suzhou 215006, China)

( Received 1 September 2015; revised manuscript received 27 November 2015 )

## Abstract

Capacitively coupled plasma driven by a very high frequency has attracted much attention due to its rather independent control of ion flux and energy. In this paper, Langmuir probe diagnostic technique is used to observe the evolution of plasma properties such as electron energy distribution function, electron temperature and density, etc. Our experiment is performed in capacitively coupled argon plasma driven by a 40.68 MHz frequency. Experimental results show that the electron energy probability function changes from bi-Maxwellian type to single-Maxwellian type and then to Druyvesteyn type with the increase of the discharge pressure. At a low gas pressure, the electron collisionless heating in bulk plasma leads to bi-Maxwellian type in electron energy possibility function (EEPF), which has a double temperatures structure in EEPF. As the gas pressure increases, the electrons with low energy are able to collide with the neutral species more frequently, thus they gain energies through collisional heating. Therefore, these electrons can overcome the dc ambipolar potential and the collisional heating becomes a main electron heating mechanism. Increasing the input power enhances the electron population with low energy. From the discharge center to the edge, electron population with low energy decreases clearly due to the dc ambipolar potential, and they are unable to reach an oscillating sheath where collisionless heating occurs. However, electron population with high energy is slightly increased. The result indicates that more uniform plasma can be achieved at a high gas pressure. Additionally, EEPFs are measured for different discharge gaps between electrodes. The change of electrode gap for the plasma leads to a transition of electron heating mode along the axial direction. In order to characterize the electron behavior further, we introduce the ratio of the cold electron density to hot electron density ( $\alpha$ ) and the ratio of cold electron temperature to hot electron temperature ( $\beta$ ). The ratios also show the proportional distributions of the cold and hot electron populations. The electrode gap has a great influences on  $\alpha$  while little influence on  $\beta$ . When the discharge gap between electrodes varies from 20 to 40 mm,  $\alpha$  changes from 0.2 to 0.5 while  $\beta$  has the same trend. Spatial distributions of electron density and temperature with low and high energy are also discussed.

**Keywords:** Langmuir probe diagnostic, electron energy distribution function, electron heating mode

**PACS:** 52.50.Dg, 52.80.Pi, 52.70.Ds

**DOI:** 10.7498/aps.65.055203

\* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant No. 11175127).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yuxin@suda.edu.cn](mailto:yuxin@suda.edu.cn)