# 微波辐射和激光辐射维持的 $H_2$:Ar:$CH_4$等离子体中的电子参数

S.V. Avtaeva[1*]，A.E. Medvedev[1]

[1]俄罗斯科学院西伯利亚分院激光物理研究所，Lavrentyev

大道 15B，新西伯利亚，630090，俄罗斯

*s_avtaeva@mail.ru

摘要。研究了由脉冲周期微波辐射（2.47 GHz）和 $CO_2$ 激光辐射（10.6 μm）维持的、处于 95$H_2$:3Ar:2$CH_4$混合气体中的大气压混合等离子体的电子参数。等离子体在准圆柱形反应器中产生，该反应器同时也是 $TM_{011}$模微波辐射的谐振器。研究表明，混合等离子体的发射光谱中，$H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线显著展宽，可用两个洛伦兹线型之和近似表示（双洛伦兹近似）。利用 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线的斯塔克展宽测量等离子体中的电子密度，并根据两条谱线的强度比估算电子温度。为简化对混合等离子体特性的描述，引入了两种等离子体状态的概念，它们由激光能量脉冲注入等离子体引起。与激光脉冲期间的等离子体状态相对应的混合等离子体状态，其特点是电子密度较高，为 $(1\text{-}2.5)\cdot10^{17}$ $cm^{-3}$，电子温度为 ~0.5-0.6 eV。与激光脉冲之间时间间隔相对应状态下的电子密度（$1.8\cdot10^{14}$-$5\cdot10^{15}$ $cm^{-3}$）比第一种状态下的电子密度低一个数量级以上，但仍为微波等离子体电子密度（$(1\text{-}5)\cdot10^{14}$ $cm^{-3}$）的 2-10 倍。此状态下的电子温度为 0.16-0.24 eV。估算得，电子密度为 ~$10^{17}$ $cm^{-3}$ 的致密等离子体区域半径为 ~0.5-1 mm。

关键词：混合等离子体、微波辐射、激光辐射、光发射光谱、斯塔克展宽、电子密度、电子温度。

## 引言

类金刚石多晶薄膜具有许多优良性能，例如极高的硬度和耐磨性、较低的摩擦系数、化学惰性、生物相容性以及光学透明性 [1, 2]。这些性能使类金刚石薄膜能够广泛应用于机械工程、交通运输、医学、光学和电子工业等领域。利用微波（mw）等离子体从气相合成类金刚石涂层（DLC）已得到广泛采用。在远低于大气压的压力下维持的非平衡微波放电具有高度均匀性和稳定性，能够制备高质量的涂层 [2–4]。然而，在此类微波等离子体中，多晶金刚石涂层的典型生长速率通常不超过每小时十微米 [5–8]。类金刚石薄膜生长速率受到限制，是因为低压——

和中压微波等离子体中的带电粒子密度相对较低，进而导致用于涂层合成的化学活性等离子体粒子生成速率较低 [6–8]。

在激光产生的等离子体中，可以实现显著更高的带电粒子密度，从而有助于提高合成层的生长速率[9]。在大气压下，$CO_2$ 激光产生的等离子体通常具有$10^{15}$–$10^{17}$ $cm^{-3}$范围内的电子密度，以及1–2 eV的电子温度[10–12]。然而，激光产生的等离子体具有显著的不均匀性，并且可用于合成的表面积较小[13]。此外，这类等离子体通常具有较高的气体温度，接近电子温度；而类金刚石薄膜的合成要求将基底温度保持在800–1000 K范围内[14, 15]。

结合这两种等离子体源的优势，有望在保持较高涂层质量的同时提高类金刚石薄膜的沉积速率。在大气压下，将微波辐射（2.45 GHz）和脉冲式$CO_2$ 激光辐射（10.6 μm）同时引入气体中，可以预期带电粒子密度显著增加（与微波产生的等离子体中的密度相比），同时激光产生的等离子体通常具有的显著不均匀性也会大幅降低。研究在这种混合等离子体中获得合成高质量类金刚石碳所需的等离子体参数的可能性，值得深入探讨。

本研究采用光发射光谱（OES）研究由微波（2.47 GHz）和 $CO_2$ 激光（10.6 μm）辐射维持的、大气压下 $95H_2$:3Ar:$2CH_4$ 混合等离子体中的电子密度和温度。

实验装置

在反应器腔室内产生了高密度含碳等离子体。该腔室是一个准圆柱形微波腔，按照 $TM_{011}$ 模式 [16]设计。微波腔由两个锥体组成（小锥体 1 和大锥体 2），二者通过螺纹接头 3 连接，可调节腔体体积，使其与微波发生器达到共振（图 1）。

混合气体通过入口 4 送入反应器腔室，产生略高于大气压的超压（~0.1 atm）。混合气体的组分由四通道气体混合器调节，该混合器控制每个通道的流量。当微波辐射经输入天线 6 引入谐振器时，在电磁驻波主极大值区域（靠近腔室顶部盖板中的出口喷嘴处）发生气体击穿，形成特征尺寸约为 20 mm 的微波等离子体 7。来自 $CO_2$ 激光器 8 的脉冲周期性辐射由铜镜 9 引导，穿过倏逝（截止）波导 10，射向透镜 11（硒化锌，d = 50 mm，F = 250 mm），由透镜将光束聚焦到

微波等离子体团块的中心，从而形成混合等离子体 12。激光焦斑的直径约为 100 μm。当 $CO_2$ 激光辐射进入微波等离子体团块时，可透过反应器窗口观察到明亮的闪光。随后，等离子体产物射流 13 经直径为 1 mm 的圆柱形喷嘴 14 离开反应器，并向基底 15 扩散。

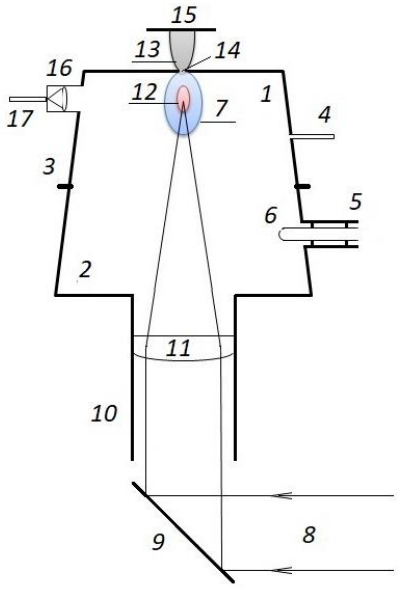


图1. 实验反应器谐振腔内混合等离子体形成示意图。1、2——小型和大型反应器锥体；3——反应器锥体的连接区域；4——进气口；5、6——用于将微波辐射注入腔体的微波电缆和天线；7——微波等离子体羽流；8——$CO_2$激光束；9——铜镜；10——截止波导；11——长焦距透镜；12——混合等离子体羽流；13——混合等离子体产物射流；14——圆柱形喷嘴；15——基底；16——用于将辐射耦合至光纤17并进一步传输至HDSA光谱分析仪的准直器。

等离子体发射由准直器16收集，该准直器的入射孔径直径为4 mm；随后，发射光被导入光纤17，再传输至HDSA光谱分析仪（Ångstrom，俄罗斯新西伯利亚；High Finesse，德国蒂宾根）。该仪器的分辨率为0.2–0.3 Å，具体取决于波长（350–1000 nm）。等离子体光谱的采集时间为2至30 s。

等离子体在压力略高于大气压的$95H_2$:3Ar:$2CH_4$ 混合气体中点燃。向放电提供的微波功率为570 W，脉冲重复频率为10 kHz，占空比为5。持续时间为~0.2–0.5 μs的激光脉冲的频率$\nu_{LP}$ 及相应的辐射功率$\bar{P}_{LP}$ 列于表中。表中还给出了根据关系式（1）计算得到的脉冲能量值$E_{LP}$，以及激光脉冲频率$\nu_{LP}$ 与微波脉冲频率$\nu_{mwP}$之比。

$$\bar{P}_{LP} = E_{LP} \cdot \nu_{LP}. \quad (1)$$

表。$CO_2$ 激光辐射脉冲的参数（λ=10.6 μ米，τ≈0.2-0.5 μ秒）。

| 脉冲重复频率, kHz | 平均功率, W | 脉冲能量, mJ | $\nu_{LP}/\nu_{mwP}$ |
|---|---|---|---|
| 3 | 170 | 56,7 | 0,33 |
| 15 | 500 | 33,3 | 1,5 |
| 30 | 700 | 23,3 | 3 |
| 80 | 700 | 8,7 | 8 |

$CO_2$ 激光的平均输出功率和脉冲能量随脉冲重复频率的变化关系如图2所示。由图可见，随着$CO_2$ 激光脉冲重复频率的增加，平均激光输出功率随之增加，而激光脉冲的能量则显著降低。

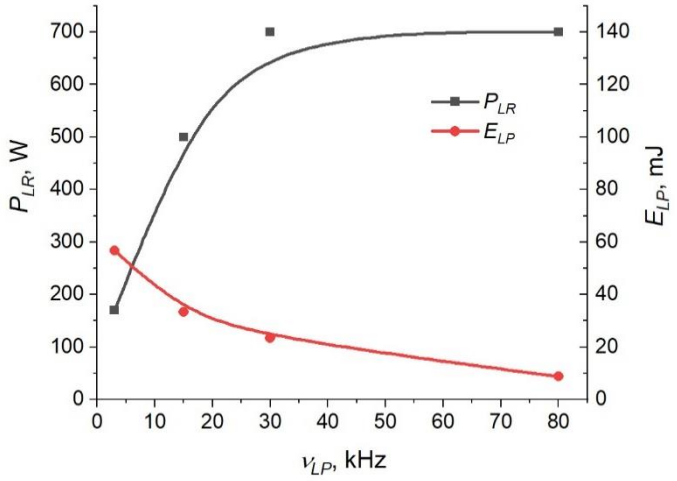


图2. $CO_2$ 激光器的平均功率和脉冲能量随脉冲重复频率的变化关系。

结果与讨论

图3展示了$95H_2$:3Ar:$2CH_4$ 混合气体中微波等离子体和混合等离子体的典型光谱。微波等离子体发射光谱呈现出原子氢谱线（巴尔末系）以及分子碳（$C_2$）的天鹅带系带。混合等离子体发射光谱中的天鹅带系带非常微弱。在微波等离子体和混合等离子体的光谱中，氩原子和离子的发射线几乎不存在；这是因为混合气体中氩的比例较低，且电子温度相对较低。

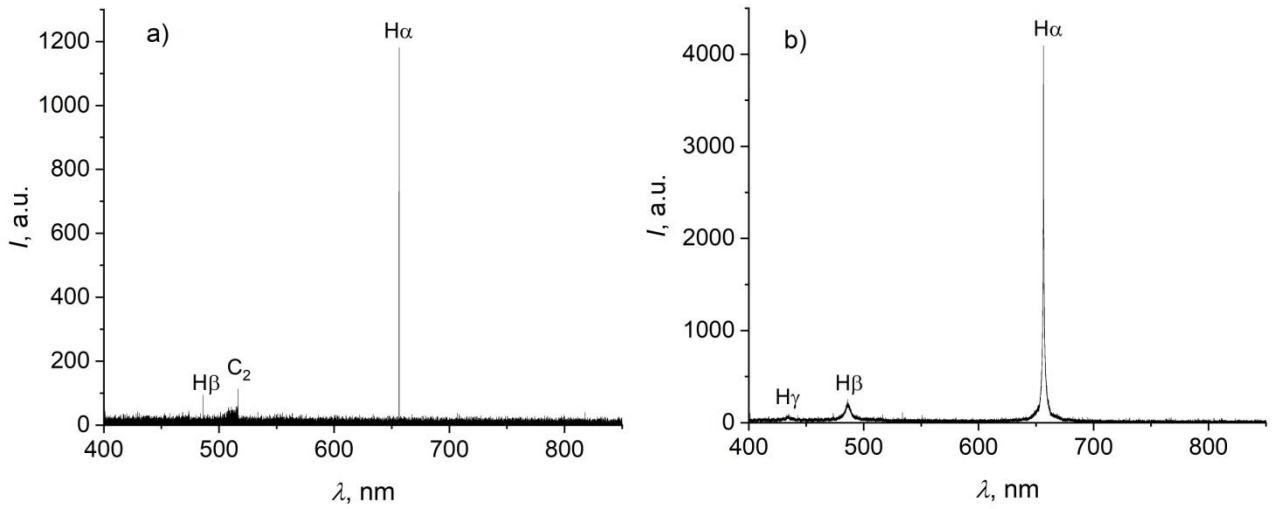


图3. 95$H_2$:3Ar:2$CH_4$混合气体中微波等离子体（a）和混合等离子体（b）的典型发射光谱。

与微波等离子体光谱中的对应谱线相比，混合等离子体光谱中的原子氢谱线显著展宽。其宽度取决于激光脉冲频率、平均激光功率和激光脉冲能量，这些参数之间的关系由公式（1）给出。在15和30 kHz的激光频率下观察到最宽的谱线（图4a）；在这些条件下，激光功率和激光脉冲能量都相对较高。实验观测到的$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线轮廓反映了混合等离子体的积分发射特性，因为记录这些谱线轮廓所需的时间远长于等离子体内各过程的特征时间尺度。

对微波和混合大气压等离子体中氢原子巴尔末系谱线（$H_\alpha$、$H_\beta$）各种展宽机制贡献的估算表明，当电子密度超过$10^{14}$ $cm^{-3}$时，斯塔克展宽是这些谱线展宽的主要机制。对混合等离子体发射的$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线形状的分析显示，这些谱线可由两个洛伦兹函数之和（双洛伦兹近似）很好地近似描述，而无法由单个洛伦兹函数或沃伊特函数准确描述。图4b给出了95$H_2$:3Ar:2$CH_4$ 混合等离子体发射的$H_\alpha$ 谱线轮廓采用双洛伦兹近似的典型示例。

假设双洛伦兹近似的两个轮廓描述了微观电场影响下、来自两种不同等离子体状态的原子氢谱线的斯塔克展宽，而这两种状态的差异在于其带电粒子密度不同，则测量了每个轮廓的半宽度；随后，在分离出斯塔克展宽贡献后，估算了与这两种等离子体状态相对应的电子密度。

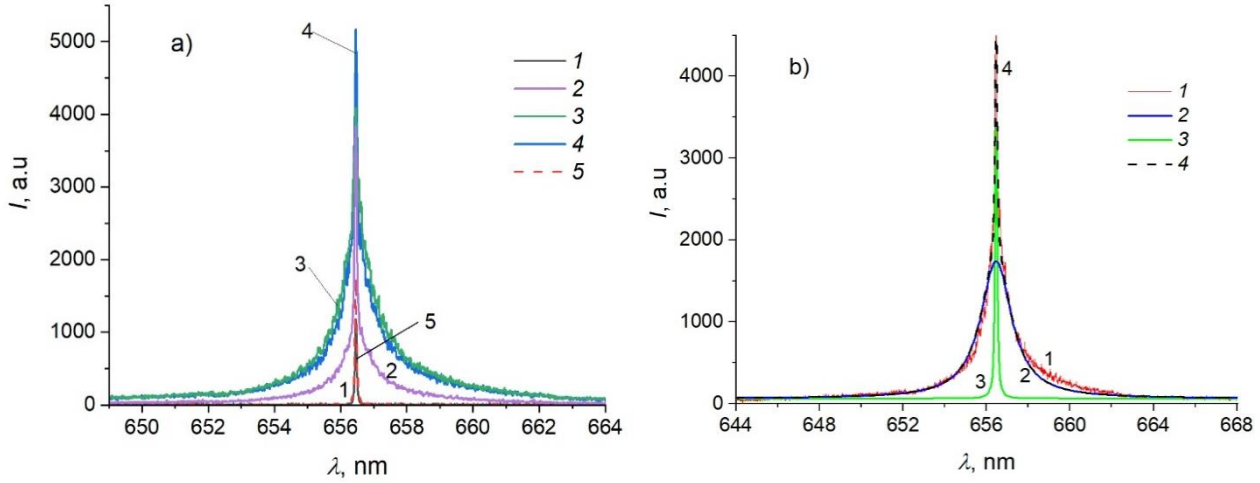


图 4. a）$95H_2$:3Ar:$2CH_4$ 混合物中混合等离子体发射光谱的 $H_\alpha$ 线型随激光脉冲频率的变化；1 – 微波等离子体，2 – 3 kHz，3 – 15 kHz，4- 30 kHz，5 – 80 kHz；b）$H_\alpha$ 谱线轮廓的双洛伦兹近似（$CO_2$ 激光脉冲重复频率为 30 kHz）；1 – 实验线型，2 和 3 – 双洛伦兹近似的宽、窄轮廓，4 – 近似得到的线型。

使用氦氖激光器测量了记录用光谱系统的仪器函数。对仪器线型的分析表明，其呈高斯形状，半高全宽为 $\Delta\lambda_a$=0.02 nm。根据气体温度为 3000-3500K 时计算了 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线（$\Delta\lambda = 7.16 \cdot 10^{-7}\lambda\sqrt{T/\mu}$）的多普勒展宽；该温度由 $C_2$ m 分子天鹅带系（$d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ -跃迁）(0–0) 带中转动谱线的强度分布确定。在 3500 K 温度下，原子氢谱线的合成高斯展宽（仪器展宽加多普勒展宽）的半宽度为 $H_\alpha$ 谱线 ~0.034 nm，$H_\beta$ 谱线 0.029 nm。

利用公式 [17] 从 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线轮廓的实验线型中提取了双洛伦兹近似窄组分展宽的斯塔克展宽贡献：

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \left(\left(\frac{w_L}{2}\right)^2 + w_G^2\right)^{1/2} \qquad (2)$$

其中，$w_V$ 是实验观测线型的全宽，$w_L$ 是由斯塔克效应引起的洛伦兹半宽，$w_G$ 是由仪器展宽和多普勒展宽造成的高斯线型半宽。双洛伦兹近似中 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$谱线的宽组分明显宽于由多普勒展宽和仪器展宽造成的高斯线型

展宽；因此，可以忽略高斯展宽对该组分的贡献。

根据公式 [17]，将 $H_\alpha$ 线斯塔克展宽的半宽转换为电子密度：

$$N_{e,\alpha}[\mathrm{m}^{-3}] = (w_S[\mathrm{nm}]\ /1.098\ )^{1.47135} \times 10^{23}, \quad (3)$$

其中，$w_S$ 是实验线型中斯塔克展宽贡献的半高全宽（FWHM）。根据公式 [17]，将 $H_\beta$ 线斯塔克展宽的半宽转换为电子密度：

$$N_{e,b}[\mathrm{m}^{-3}] = (w_S[\mathrm{nm}]\ /0.94666\ )^{1.49} \times 10^{22}. \quad (4)$$

假设氢原子在各能级上的分布服从玻尔兹曼分布；对于热平衡等离子体，这一假设是合理的。我们还估算了混合等离子体两种状态各自对应的电子温度。计算电子温度时，假设每种等离子体状态下 $H_\alpha$ 线和 $H_\beta$ 线的相对强度（I）与双洛伦兹近似 $I^j_{H\alpha} \sim S^j_{H\alpha}$ 和 $I^j_{H\beta} \sim S^j_{H\beta}$ 中相应组分的面积（S）成正比（j=1，2；其中 1 对应宽线型，2 对应窄线型）。电子温度 $T_e$ 根据关系式 [18] 确定

$$kT_e = \frac{E_{n=4} - E_{n=3}}{Ln\left(\frac{I^j_{H\alpha}\lambda^{H\alpha}_{ki}A^{H\beta}_{ki}g_{n=4}}{I^j_{H\beta}\lambda^{H\beta}_{ki}A^{H\alpha}_{ki}g_{n=3}}\right)}, \quad (5)$$

其中，$\lambda_{ki}$ 为谱线的波长，$A_{ki}$ 为跃迁概率，$g_n$ 为量子数为 n 的能级的统计权重，$E_n$ 为能级能量。

图5a显示了根据混合等离子体发射光谱中观测到的 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 线型在双洛伦兹近似下各组分的半峰宽计算得到的电子密度。如图所示，双洛伦兹近似中宽组分得出的电子密度范围为 $(1–2.5)\times10^{17}$ $cm^{-3}$；这可能对应于激光脉冲到达后的最初时刻混合等离子体中的高电子密度（以下简称“状态1”）。

由窄轮廓得出的电子密度处于 $1.8\cdot10^{14}$-$5\cdot10^{15}$ $cm^{-3}$ 范围内。这对应于通过向微波等离子体注入激光功率所生成的混合等离子体，在致密等离子体团块膨胀且电子密度达到准稳态值后，其演化后期的等离子体密度。下文将这种混合等离子体状态称为“状态2”。随着激光脉冲能量增加，电子密度

随之升高，在能量约为 33 mJ 时达到最大值，此后随着能量进一步增加而下降。当 $E_{pulse}$ >33 mJ 时，电子密度下降是由于激光脉冲重复频率和平均激光功率均有所降低。

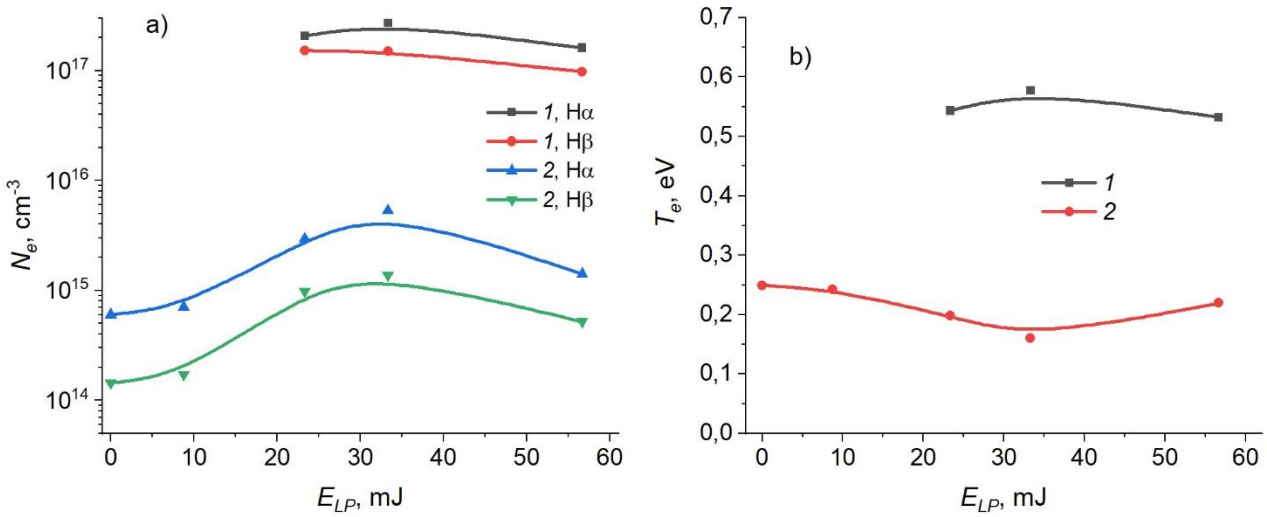


图5. 95$H_2$:3Ar:2$CH_4$ 混合物中混合等离子体两种状态的电子密度（a）和温度（b）随$CO_2$激光脉冲能量的变化；1—状态1，2—状态2。

如图5a所示，根据$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线轮廓的双洛伦兹近似宽组分计算得到的状态1电子密度差异很小。然而，根据相同近似的窄组分计算得到的状态2电子密度相差约3倍。这主要是由于$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线形状的双洛伦兹近似存在不确定性，其中窄组分的重构误差较大，尤其是相对较弱的$H_\beta$ 谱线。

图5b展示了根据$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线形状双洛伦兹近似所得宽组分的面积比计算出的电子温度，以及根据相同$H_\alpha$ 和$H_\beta$ 谱线形状所得窄组分的面积比计算出的电子温度。如图所示，根据宽组分面积比计算出的电子温度约为0.53–0.58 eV，根据窄组分面积比计算出的电子温度约为0.16–0.24 eV。因此，在激光脉冲到达后的最初时刻，致密混合等离子体区域中的电子温度比致密等离子体区域膨胀后形成的电子温度高2–3倍。

各等离子体状态对应的 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线的强度为

$$I_{ki}^{j} = s(\lambda_{ki})\frac{hc}{\lambda_{ki}}A_{ki}N_n^j V_j \tau_P \nu_P, \qquad (6)$$

其中，$s$（$\lambda_{ki}$）为探测系统的灵敏度，取决于波长；$\lambda_{ki}$ 是 谱线波长，$A_{ki}$ 是 跃迁概率，$N_n^j$ 是 与混合等离子体状态（n=3，4；j=1，2）相关的氢原子激发态布居数，$V_j$ 是状态1或状态2下的等离子体体积，$\tau_P$ 是脉冲持续时间，$\nu_P$ 是脉冲重复频率；h 和 c 是已知常数。假设在两种等离子体状态下，激发氢原子的密度$H_n^j$ 均与电子密度$n_e^j$成正比，并考虑到每种等离子体状态下的谱线发射强度均与相应谱线轮廓的面积$I_{ki}^j \sim S_{H\alpha,\beta}^j$成正比，可得混合等离子体两种状态体积之间的关系：

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{S_{H\alpha,\beta}^1/(n_e^1 \cdot \tau_{LP} \cdot \nu_{LP})}{S_{H\alpha,\beta}^2/(n_e^2 \cdot \tau_{mw} \cdot \nu_{mw})}. \qquad (7)$$

这里假设致密等离子体状态的持续时间约等于 $CO_2$ 激光脉冲的持续时间，而第二种状态的持续时间等于微波脉冲的持续时间减去激光脉冲的持续时间。

根据关系式（7）由 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线轮廓计算得到的两种混合等离子体状态的体积比随 $CO_2$ 激光脉冲能量的变化关系如图6所示。

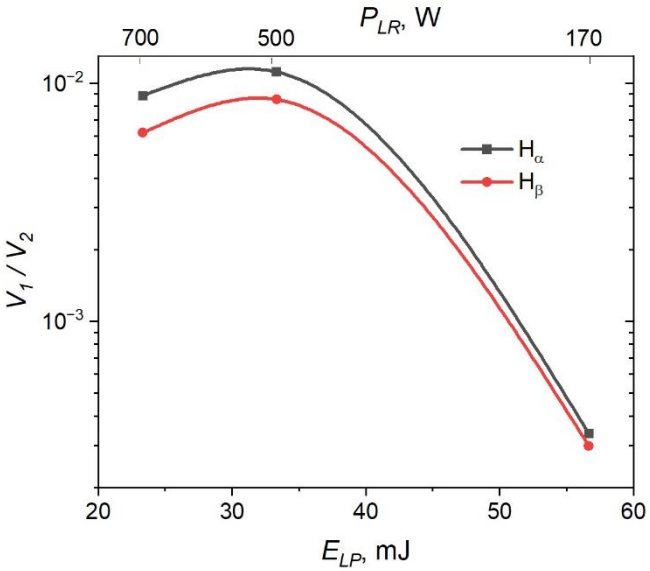


图6. 两种混合等离子体状态的特征体积比随 $CO_2$ 激光脉冲能量的变化关系；$V_1$ 和 $V_2$ 分别为混合等离子体状态1和状态2的体积。

从 $H_\alpha$ 线型得到的数值与从 $H_\beta$ 线型推导出的数值接近。可以看出，致密等离子体区域的体积在脉冲能量约为 33 mJ（频率为 15 kHz）时达到最大值。提高激光脉冲能量，同时降低脉冲频率，会使致密

等离子体的体积减小。若将混合等离子体概念化地表示为体积为 $V_2 = \pi R^2 h$ 的圆柱体，并将致密等离子体的体积表示为 $V_1 = \pi r^2 h$（其中，R 为状态2下的等离子体半径，约等于微波等离子体的半径；r 为状态1下的等离子体半径；h 为圆柱体的高度，等于诊断窗口孔径的直径），则可得半径比为 $\frac{r}{R} = (V_1/V_2)^{1/2}$。在 15 和 30 kHz 的激光辐射频率下，根据图6， $V_1/V_2$~0,01；半径比则为 $\frac{r}{R}$~0.1。假设混合等离子体状态2的体积约等于微波等离子体的体积，且微波等离子体的特征半径为 ~5–10 mm，则致密等离子体（状态1）的半径为~0.5–1 mm。

## 结论

采用光发射光谱法，研究了由脉冲微波辐射（2.47 GHz）与 $CO_2$ 激光辐射（10.6 μm）共同维持的 $95H_2$:3Ar:$2CH_4$ 大气压混合等离子体中电子组分的参数。结果表明，混合等离子体光谱中的 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 原子氢谱线显著展宽，其谱线形状可用两个洛伦兹线形之和（双洛伦兹近似）描述。

为简化对混合等离子体性质的描述，我们引入了一个涉及两种等离子体状态的概念，这两种状态由激光能量脉冲注入产生。每种状态对应于双洛伦兹近似中用于描述 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$谱线形状的两个轮廓之一。 利用 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 谱线的斯塔克展宽测定等离子体中的电子密度，而两者的强度比则用于估算电子温度。宽轮廓对应于激光脉冲期间的等离子体状态，其特征是电子密度较高，为 $(1.0–2.5)\times10^{17}$ $cm^{-3}$ ，电子温度为 ~0.5–0.6 eV。窄轮廓对应于激光脉冲间隔期间的混合等离子体状态；在此状态下，电子密度比第一种状态低一个数量级以上（$(1.8\times10^{14}–5\times10^{1}$ $cm^{-3})$），但仍比微波（mw）等离子体的电子密度（$(1–5)\times10^{14}$ $cm^{-3}$)高 2–10 倍。混合等离子体第二种状态下的电子温度为 0.16–0.24 eV。

根据 $H_\alpha$ 和 $H_\beta$ 线双洛伦兹近似中宽轮廓与窄轮廓的面积比，估算了两种混合等离子体状态的体积比。对于 15 和 30 kHz 的 $CO_2$ 激光发射频率，所得体积比 $V_1/V_2$ 为 ~0.01；这意味着，电子密度为 ~$10^{17}$ $cm^{-3}$、 的致密等离子体区域半径约为 0.5–1 mm。

## 资金

本研究得到了俄罗斯科学基金会（RSF）25-29-00816 号资助项目的支持。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

[1] J. Asmussen, D.K. Reinhard.《钻石薄膜手册》（Marcel Dekker，纽约，2002年）。3910603[2] V.S. Sedova, A.K. Martyanova, A.A. Khomicha, S.S. Savinb, E.V. Zavedeeva, V.G. Ralchenko.《金刚石与相关材料》，109，108072（2020年）。DOI：10.1016/j.diamond.2020.108072[3] J. Weng, F. Liu, L.W. Xiong, J.H. Wang, Q. Sun.《真空》，147，134（2018年）。DOI：10.1016/j.vacuum.2017.10.026[4] A.L. Vikharev, M.A. Lobaev, A.M. Gorbachev, D.B. Radishev, V.A. Isaev, S.A. Bogdanov.《今日材料：通讯》，22，100816（2020年）。DOI：10.1016/j.mtcomm.2019.100816[5] Z. Ma, C. Wu, J. Wang, H. Zhao, L. Zhang, Q. Fu, C. Wang.《金刚石与相关材料》，66，135（2016年）。DOI：10.1016/j.diamond.2016.04.008[6] M. Rayar, H. Le Quoc, A. Lacoste, L. Latrasse, J. Pelletier.《等离子体源科学与技术》，18，025013（2009年）。DOI：10.1088/0963-0252/18/2/025013[7] H. Yamada, A. Chayahara, Y. Mokuno, Sh. Shikata.《金刚石与相关材料》，18，117（2009年）。DOI：10.1016/j.diamond.2008.10.038[8] A. Gicquel, M. Chenevier, Kh. Hassouni, A. Tserepi, M. Dubus.《应用物理学杂志》83，750（1998年）。DOI：10.1063/1.367514[9] V.I. Konov, A.M. Prokhorov, S.A. Uglov, A.P. Bolshakov, I.A. Leontiev, F. Dausinger, H. Hügel, B. Angstenberger, G. Sepold, S. Metev.《应用物理学 A》，66，4575（1[illegible]007/s003390050716[10] J.J Camacho, M. Santos, L. Díaz, J.M.L. Poyato.《物理学杂志 D：应用物理学》，41，215206（2008年）。DOI：10.1088/0022-3727/41/21/215206[11] J.J. Camacho, L. Díaz, M. Santos, L.J. Juan, J.M.L. Poyato.《光学研究杂志》，13（1/2），85（2011年）。[12] [illegible]. Ch.G. Parigger.基于 Hα、Hβ 和 Hγ 谱线半面积半宽的激光诱导光学击穿诊断。《原子与分子物理学国际评论》（IRAMP），2010年，第1卷，第2期，第129–136页。[13] Yu. P. Razier.《激光诱导放电现象》（Consultants Bureau，纽约，1977年）。[14] K.W. Hemawan, T.A. Grotjohn, D.K. Reinhard, J. Asmussen.《金刚石与相关材料》，19，1446（2010年）。DOI：10.1016/j.diamond.2010.07.005

[15] J. Lu, Y. Gu, T.A. Grotjohn, T. Schuelke, J. Asmussen. 《金刚石与相关材料》, 37，17（2013年）。DOI：10.1016/j.diamond.2013.04.007[16] A.E. Medvedev, P.A. Pinaev. 第四十六届国际（兹韦尼哥罗德）等离子体物理与受控核聚变会议论文摘要（俄罗斯兹韦尼哥罗德，2019年），第216页。[17] N. Konjević, M. Ivković, N. Sakan. 《光谱化学学报B辑》，76，16（2012年）。DOI：10.1016/j.sab.2012.06.026[18] H. R. Griem. 等离子体光谱学原理（剑桥大学出版社，剑桥，1997年）