arXiv:2512.16867v1 [physics.atom-ph] 18 Dec 2025

利用里德伯电磁感应透明进行连续射频等离子体中的电场诊断

Bineet Dash, * Xinyan Xiang、Dingkun Feng 和 Georg Raithel
Department of Physics, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

Eric Paradis*Department of Physics & Astronomy, Eastern Michigan University, Ypsilanti, MI 48197, USA*(日期：2025年12月19日)

我们介绍了一种非侵入式光谱技术，利用里德伯原子较大的极化率和斯塔克位移来测量等离子体中的电场。我们将铷蒸气注入连续电感耦合射频（rf）等离子体中（氩气压强为数毫托），并通过电磁诱导透明（EIT）使用窄线宽激光器高精度测量里德伯斯塔克位移。在没有等离子体时，里德伯电磁感应透明光谱呈现射频调制边带，这是由射频驱动线圈中的电偶极跃迁和磁偶极跃迁引起的。存在等离子体时，由于等离子体内部对射频驱动场的屏蔽，射频调制边带消失。等离子体中的电磁感应透明光谱线形反映了等离子体的霍尔茨马克微场分布，使我们能够测定不同压强和射频驱动功率下的等离子体密度和碰撞展宽。本研究有望应用于低压等离子体、等离子体鞘层、工艺等离子体和尘埃等离子体的非侵入式时空电场诊断。

I. 引言

准确建模输运过程、能量传递和粒子约束机制，需要充分了解等离子体内部电场的空间和时间结构，尤其是鞘层和边界附近的电场结构。采用静电金属探针的传统等离子体诊断方法，从根本上受到探针对局部等离子体状态产生反作用的限制，而且通常缺乏必要的空间分辨率。先进的非扰动光谱技术 [1], , 例如电场诱导二次谐波产生（E-FISH） [2–4]和相干反斯托克斯拉曼散射（E-CARS） [5, 6], , 利用等离子体驱动的非线性极化率；而光发射光谱学（OES） [7, 8]等被动方法，则通过发射谱线轮廓的斯塔克展宽来推断电场。这些技术通常需要很强的电场，往往达到数 kV/cm 量级，因此其实际应用受限于中等压强或近大气压放电。

相比之下，在低于 100 毫托的压力下产生的低温射频放电，其特点是内部电场较弱，通常只有数 V/cm。这些低压等离子体对于广泛的应用技术至关重要，包括半导体加工、生物医学应用和先进推进系统 [9, 10], , 也适用于磁化等离子体 [11] 和尘埃等离子体 [12]的基础研究。由于场灵敏度不足，使用现有的探针法或光学方法对这些弱场进行空间映射仍是一项挑战。研究人员已使用场混合分子能级的激光诱导荧光 [13]和光电流激光光谱学 [14]，测量低压放电中高于 40 V/cm 的电场。

里德伯原子，即主量子数很大的原子 n，由于其偶极极化率异常高且按 n^7的规律变化，因此非常适合利用斯塔克效应测量电场。里德伯原子的斯塔克效应已用于表征冷铷$^+$ 离子云 [15, 16] 以及光激发等离子体 [17, 18] 中的电场。激光诱导荧光（LIF）凹陷技术 [19–21], 通过监测双光子激发过程中某一相关态的荧光损失来扩展测量灵敏度。然而，该技术的性能受到两方面限制：一是依赖半经典布居转移来产生凹陷，二是在较大的荧光基线上检测微弱信号衰减存在技术难度。

电磁诱导透明（EIT） [22],是一种相干量子光学效应，可对里德堡能级进行高分辨率窄线宽光谱测量。里德堡态通过共振衰变中间态进行双光子激发，由于通往该中间态的激发通道之间发生干涉，探测激光的光谱中会形成一个狭窄的透明窗口 [23]。里德伯电磁感应透明可利用 EIT 探测光的吸收作为读出信号，测量里德堡能级的斯塔克位移。碱金属蒸气池中的里德伯电磁感应透明已成为一种可靠的直流 [24]和射频（rf）电场测量量子传感方法 [25, 26]。研究已证明，里德伯电磁感应透明在惰性背景气体压强高达数托时仍然可行 [27]。当惰性气体压强低于 $\sim$ 100 毫托时，里德堡电磁诱导透明谱线的位移和畸变仍然很小 [28]。这些结果表明，里德伯电磁感应透明有望用于惰性气体低压放电等离子体中的电场诊断。

本文采用里德伯电磁感应透明技术，分析数毫托氩气压下感应耦合射频等离子体（ICPs）中的电场。在浸入感应耦合等离子体中的微量铷蒸气上进行里德堡电磁诱导透明光谱学。我们的结果直接证明了等离子体射频驱动场受到有

* bkdash@umich.edu

效屏蔽，无法进入等离子体体积内部。此外，该方法能够对连续波射频等离子体中的等离子体微场分布进行光谱测量，微场范围为~ 5 V/cm 至 ~ 10 V/cm。我们的结果验证了在动态射频等离子体环境中应用电磁感应透明的可行性，并凸显了里德伯电磁感应透明技术在体等离子体、等离子体鞘层及固体杂质（包括尘埃）中的时空电场映射潜力。

II. 实验装置

等离子体放电和电磁感应透明光谱测量均在图 1(a) 所示的超高真空（UHV）腔室中进行。该腔室内含有纯氩气混合气体，作为等离子体前驱体，以及少量铯蒸气，其压力在室温下接近热平衡压力。通过光学探测铯蒸气，实现基于里德伯电磁感应透明的电场传感。要维持等离子体持续运行，必须让纯氩气以连续、受控的流量流经腔室，同时保持所需的氩气压力。商用气瓶中的纯氩气以 1.5 atm 的压力供入供气管路。过压可防止大气污染物反向扩散至供气管路。氩气在正压下流经 Alicat 质量流量控制器（MFC-20 sccm），随后通过超高真空漏阀进入等离子体腔室。质量流量控制器可精确控制氩气流量，而漏阀则提供与超高真空兼容的真空隔断。漏阀下游，氩气流与来自铯储存器的铯蒸气流汇合；铯储存器中预先装有 ~ 1 g 天然同位素铯。

超高真空腔室由一台抽速为 70 L/s 的涡轮分子泵（Varian V-70）抽空，该泵通过直角阀连接到一台抽速为 1.6 L/s 的旋转泵。等离子体腔室最初被抽至基底压力 5×10^{-7} 托，由贝阿德-阿尔珀特（BA）电离规测量。当氩气流经系统时，使用皮拉尼真空计测量压力。我们研究氩气压力范围从 $\sim$ 5毫托至 50 毫托的感应耦合等离子体。氩气压力通过平衡泄漏阀中的气流（由质量流量控制器计量）与有效抽速来调节；有效抽速则通过部分关闭直角阀来节流。节流使氩气流量保持在 0.5 sccm 至 10 sccm 的范围内，这一流量足够低，可使氩气中的平衡铯压力维持在接近 3×10^{-7} 托的水平，约等于室温下铯蒸气的热压力（$\approx$ 295K）。通过观测图 ^{85} 1(a) 穹顶形玻璃圆柱体中的 780 nm D_2 线，利用铯蒸气的吸收系数监测铯压力。将铯储存器加热至 1后，注入的铯蒸气流足以补偿随氩气流系统持续排出的铯蒸气。通过这种方式，图 45 °1(a) 穹顶形玻璃圆柱体中里德伯电磁感应透明场传感区域的铯原子数密度得以维持在接近室温下的热值 。

维持在接近室温下的热值。

ICP放电在一个穹顶形玻璃圆柱体内产生，该圆柱体直径为 4 cm、长度为 10 cm，并连接至超高真空腔室。13.56 MHz 下的射频功率 P_{rf}由商用发生器（T&C Power Conversion，型号 AG-0113）提供，并通过匹配网络输送至一个直径为 5 cm、由 AWG 11铜线制成的 3 匝螺旋射频驱动线圈。该线圈产生的射频磁场穿过穹顶形玻璃圆柱体耦合进入 ICP。在无等离子体时，射频磁场沿玻璃圆柱体轴线延伸，磁场强度约为 0.8 G/A。

阻抗匹配由电容式匹配网络（T&C Power Conversion，型号 AIT-600）实现，该网络可确保功率高效传输至感性负载，并将反射功率保持在 5% 以下。点燃 ICP 之前，先用紫外光照射玻璃圆柱体，使光电子进入氩气中。该种子机制有助于在 P_{rf} 低至 0.15 W 时实现稳定的 ICP 运行。为避免铯压力损失，我们将射频功率保持在 $\lesssim 5$ W。在更高的射频功率下，且存在 ICP 时，我们观察到里德伯电磁感应透明区域的铯压力迅速下降。我们认为，铯损失是玻璃内表面的等离子体刻蚀与随后发生的表面化学作用共同造成的，后者会消除吸附在玻璃上的金属铯。我们认为，玻璃上薄层铯吸附层的损失是较高射频功率下铯压力下降的原因。

基于EIT的等离子体诊断采用从铯基态出发的级联 EIT， $5S_{1/2}$，跃迁至 $nS_{1/2}$里德伯态，并经过中间 $5P_{3/2}$ 态，如图1 (c)所示。具体而言，如图1 (b)所示，让780 nm和480 nm的EIT探测激光与耦合激光束反向传播，穿过放电体积。激光束的功率分别为$\approx$ 3.4 μ W和35 mW，并聚焦于穹顶形玻璃圆柱体内电感耦合等离子体体积的中心，高斯光束腰参数分别为 $w_0 = 60$ μ m和 75 μm；激光束均为线偏振，偏振方向与螺旋射频驱动线圈的轴线平行。EIT探测光（下能级）跃迁的拉比频率范围为$\sim$ 12 MHz至 $\sim$ 20 MHz；对于磁量子数 $25S_{1/2}$ ，耦合光（上能级）跃迁至 $\sim$ 8 MHz至 $\sim$ 14 MHz之间，磁量子数 m_F取值范围为3至0。780 nm EIT探测激光的频率锁定在较低的 $F = 3$ 至 $F' = 4$ 超精细跃迁上。使用光电二极管（FDS-100）采集透射的EIT探测光功率，并通过780 nm带通滤光片滤除等离子体荧光及其他杂散光。记录EIT探测光功率随480 nm EIT耦合光束频率的变化，该频率扫描范围覆盖里德伯跃迁。利用低功率光束样品通过法布里-珀罗参考腔后的透射光谱，对耦合激光频率扫描进行校准和线性化；该参考腔的稳定性约为每24小时10 MHz [29]。在我们的数据中，零耦合光失谐对应于无电场时的里德堡-EIT共振，发生在

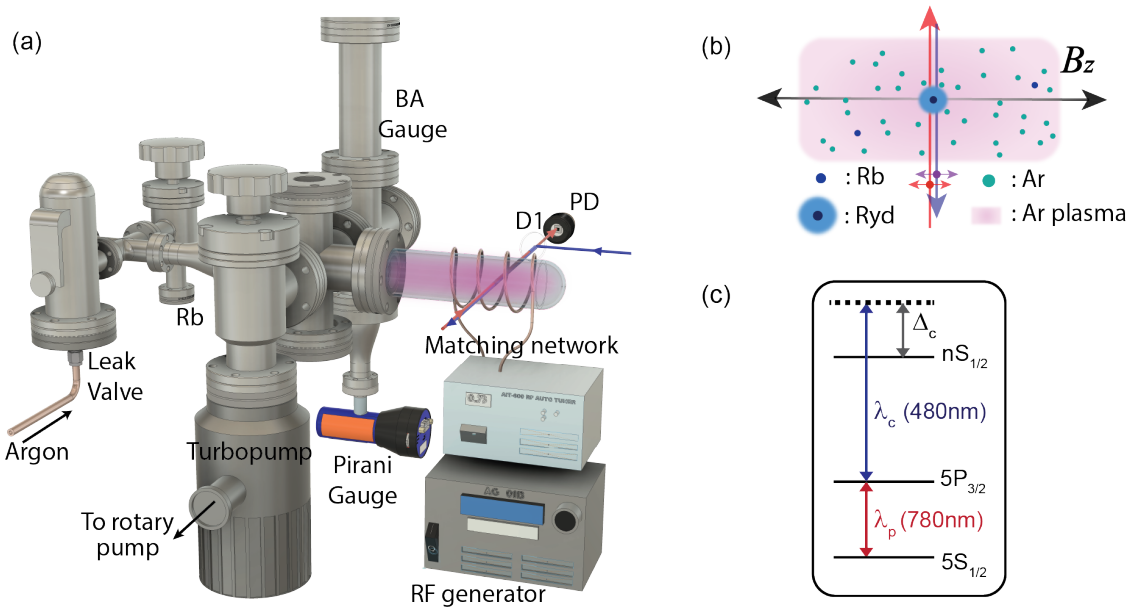

图1。（a）等离子体放电与电磁感应透明光谱实验装置示意图。通过 13.56 MHz 射频源、匹配网络和螺旋驱动线圈，在图示的穹顶形玻璃圆柱体内产生感应耦合氩等离子体（压力范围为 ~ 5 至 50 毫托）。随氩气流和等离子体放电流动的近热平衡铷蒸气，经过光学探测，用于基于里德堡电磁感应透明的电场诊断。（b）放电体积和电磁感应透明探测区域示意图。780 nm 的 EIT探测光（红色）和 480 nm 的耦合激光束（紫色）经二向色镜（D1）合束后，在穹顶形玻璃圆柱体内反向传播并相互重叠。透射的 EIT探测光功率由光电二极管（PD）测量。两束激光的线偏振方向均平行于射频驱动磁场 B_z。（c）本研究所用的铷能级。探测激光（波长 $\lambda_p = 780\,\mathrm{nm}$）与 $5S_{1/2}, F = 3 \leftrightarrow 5P_{3/2}, F' = 4$ 跃迁共振；耦合激光（波长 $\lambda_c = 480\,\mathrm{nm}$）则在 $5P_{3/2}$, $F' = 4 \leftrightarrow nS_{1/2}$ 跃迁范围内扫描，以实现基于里德堡电磁感应透明的等离子体电场诊断。

中间 $5P_{3/2}$、$F' = 3$ 能级与目标里德堡能级之间；氩气的存在会导致微小位移 [28]。里德堡-EIT光谱，即随耦合光失谐变化而测得的透射EIT探测光功率，Δ_c反映了EIT探测光穿过图中玻璃圆柱体时，沿其路径长度平均后的塞曼位移和斯塔克位移的累积效应。1。

ICP 中铷示踪原子的数密度比氩低约五个数量级。因此，除观察到铷沉积在玻璃壁上会降低射频耦合到 ICP 中的效率外，推测铷电场传感原子不会对所研究的氩感应耦合等离子体特性产生显著影响。

III. 无等离子体时 ICP 天线中的里德堡-EIT光谱

我们首先研究无氩条件下，在射频驱动线圈产生的场中、针对一组射频功率时铷蒸气的里德堡-EIT光谱。13.56 MHz的驱动频率属于高频（HF）无线电波段，会产生在内禀原子时间尺度上近似静态的电场和磁场，从而导致里德伯能级位移。这些位移在里德堡-EIT光谱中表现为频率调制边带以及交流斯塔克位移 [30, 31]。在不存在直流电场和射频磁场的情况下，只会出现驱动场频率的偶次谐波。图2（c）展示了螺线管射频线圈内观测到的边带结构和位移；其丰富得多，同时包含偶次和奇次谐波射频频带。

螺线管射频线圈中里德伯电磁感应透明光谱的复杂性，源于多种场与原子相互作用，如图所示。2 (a)。流经螺旋线圈的射频电流会产生幅度为 B_z 的轴向射频磁场，从而在所有相关原子能级中引起线性射频塞曼位移。此外，感应产生的方位角射频电场（幅度为 E_θ）会在所用的里德堡能级中引起二次射频斯塔克位移。驱动线圈两端的无功电压降可达数百伏，它通过玻璃壁产生电容耦合，进而形成幅度为 E_z 的轴向射频电场，该电场与感应产生的方位角电场 E_θ 同相。值得注意的是，E_z 近似均匀，而 E_θ 则随其与线圈轴之间的径向距离增大。最后，在

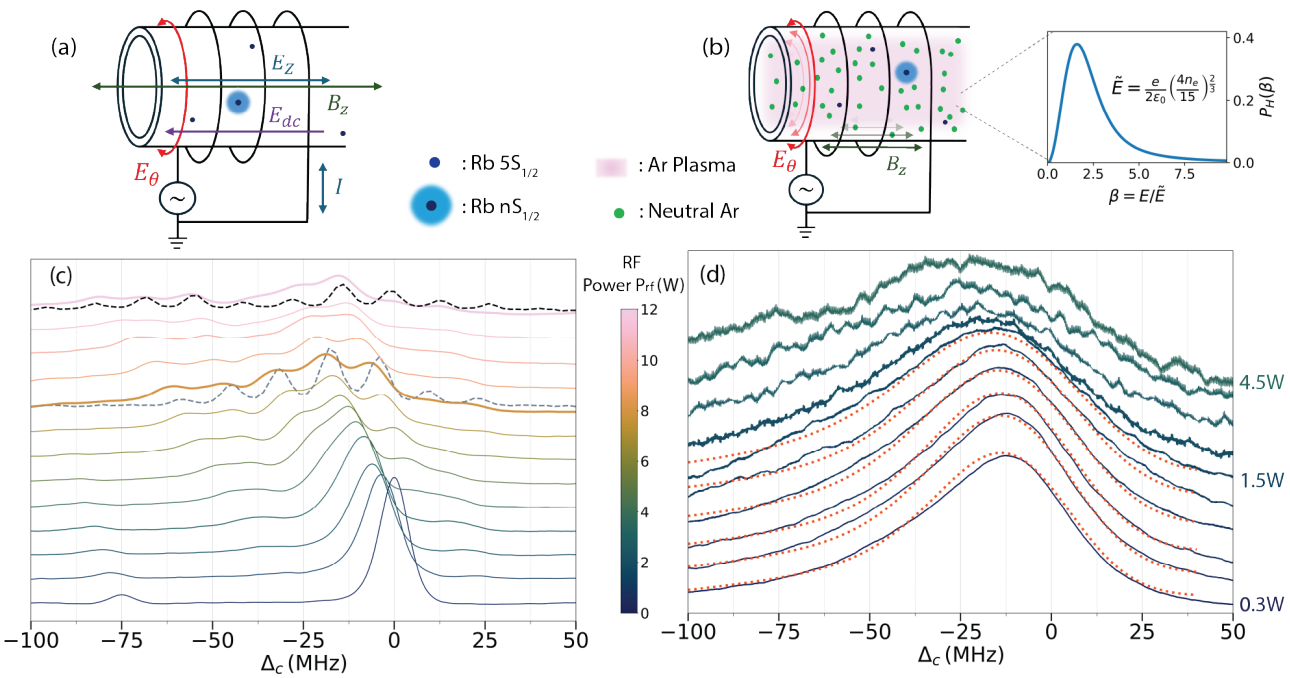

图 2. (a) 在没有 Ar 的腔室中，施加 P_{rf}、频率为 13.56 MHz 的射频功率所产生的场：轴向射频磁场 B_z、感应射频电场 E_θ、电容性射频电场 E_z和直流电场 E_{dc} (自偏压)。(b) 在 Ar 等离子体中，由于趋肤效应，射频场受到屏蔽，随机微场成为主导场。微场分布服从霍尔茨马克分布（插图）。(c) 无等离子体时测得的 Rb 里德堡-EIT光谱（实线），其中 $27S_{1/2}$ 由颜色条标示。射频驱动场产生频率为 P_{rf} 整数倍的电场和磁场射频边带。灰色（黑色）虚线表示计算得到的光谱，对应电磁感应透明光束偏振沿 ω_{rf}、z、 $B_z = 7.5$ G（15 G）、 E_{dc}=2 V/cm（4 V/cm）以及 $E = \sqrt{E_\theta^2 + E_z^2} = 10$ V/cm（12 V/cm）的情况。除电磁感应透明探测光束沿途的场不均匀性可能导致谱线展宽外，在 $P_{\mathrm{rf}} = 8$ W（12 W）下，模拟光谱与实验光谱相当吻合。(d) 氩压力为 12 毫托时等离子体中的里德伯-EIT光谱。由于趋肤效应，射频感应边带消失。不对称线形源于等离子体微观电场中的里德伯原子斯塔克效应，这些微观电场服从霍尔茨马克分布。红色虚线表示根据方程 3拟合得到的结果。(c) 和 (d) 面板采用相同的颜色标度。

在我们的非对称驱动配置中，一个线圈端子接地，另一个端子由射频电势驱动。由于电子和离子的质量相差悬殊，会形成纵向直流自偏压电场 [32], E_{dc}。通常，极化的驱动线圈端子附近的高迁移率负电荷会被移除，导致电池内形成纵向电荷分布，进而产生直流自偏压电场 E_{dc}。

位于射频线圈内的光谱学气室中的里德伯电磁感应透明，与处于自由传播射频场中的里德伯电磁感应透明有很大不同；在后者中，磁场效应通常可以忽略不计 [30, 31]。射频驱动线圈内的磁场强度比无源区域中的行进电磁波高出数个数量级，因此射频塞曼位移产生的效应可与里德伯斯塔克位移相当，分析时必须将其纳入考虑。磁偶极塞曼耦合与 B_z 成线性关系，并会在所有具有非零磁矩的原子能级上产生射频边带。塞曼边带相对于未受扰原子能级的位移为 $k\omega_{\mathrm{rf}}$ ，相对振幅为 $\mathrm{i}^k J_k(\frac{\mu_B g_F B_z m_F}{\hbar\omega_{\mathrm{rf}}})$，其中 k 为整数， g_F 为朗德因子， m_F 为磁量子数。二阶电偶极耦合会导致对电场敏感的里德伯能级产生二次斯塔克效应。斯塔克射频边带的位移为 $-\frac{\alpha E^2}{4} + 2k\hbar\omega_{\mathrm{rf}}$，振幅为 $(-1)^k J_k(\frac{\alpha E^2}{8\hbar\omega_{\mathrm{rf}}})$，其中 α 是 $nS_{1/2}$ 里德伯态的标量电极化率，而 $E = \sqrt{E_z^2 + E_\theta^2}$ 是总射频电场。射频电场会产生偶数阶边带，而射频磁场会产生偶数阶和奇数阶射频边带；重合边带的振幅会相干叠加。纵向直流自偏压电场 E_{dc} 会给所有里德伯射频边带额外增加一个大小为 $-\frac{\alpha E_{dc}^2}{2}$ 的直流斯塔克位移，并使交流-直流混合项相干地叠加到其振幅中。射频驱动线圈中复杂的调制结构，可通过下文介绍的直接时变模型自然且便捷地得出。

图 2 （c）所示的电磁感应透明光谱，其主要特征可通过对含时林德布拉德方程进行模拟得到再现。模拟中的光学电磁感应透明场沿射频线圈轴线性偏振。由于感应电场和磁射频驱动场E_θ 与 B_z正交偏振，所有具有相同 m_F-子态、相同 n、 ℓ、 J以及 F 量子数的态通常都会发生耦合。对于 ^{85}铷，有 48 个相互耦合的原子

能级。在含时模拟中，我们纳入了由上述场产生的所有塞曼耦合和斯塔克耦合，以及自发衰变的详细速率。所有驱动矩阵元和衰变速率都带有对所涉及全部角量子数的正确依赖关系。

由于状态数量众多，时间依赖的林德布拉德方程采用量子轨迹方法求解，通过对大量随机波函数取平均，得到密度矩阵和原子吸收系数的近似值 [33–36]。每条量子轨迹通常传播 2 μ秒的演化时间，这与典型原子穿过EIT探测光区域的飞行时间处于同一量级。哈密顿量包含恒定能级位移、场失谐和多普勒频移，以及前述随时间变化的磁场和电射频能级位移；这些位移以 ω_{rf}或 $2\omega_{\mathrm{rf}}$ 的频率振荡。此外，EIT探测吸收还针对铷蒸气的麦克斯韦速度分布进行积分。

图2 （c）中的模拟示例分别以灰色和黑色虚线表示 $P_{\mathrm{rf}} = 8$ W和12 W的情形；就射频边带的位置和相对强度而言，模拟结果与测得的无等离子体射频光谱在定性上吻合良好。偏差归因于场不均匀性。鉴于下文讨论的结果，图2（c）中射频驱动线圈内的无等离子体电磁感应透明光谱可作为基线，使我们能够确定等离子体表面对射频场的屏蔽程度，即射频场在多大程度上被阻挡而无法进入等离子体内部；大部分EIT信号正是来自该区域。

IV. 等离子体中的里德伯电磁感应透明光谱

在不同射频功率下，记录了浸没于氩感应耦合等离子体中的铷示踪蒸气的里德伯电磁感应透明光谱，射频功率最高约为 5 W， P_{rf}，氩气压力范围为 ~ 5 至 50 毫托。图2 （d）展示了由 12 毫托氩气产生的等离子体中的部分电磁感应透明光谱。所示电感耦合等离子体中的里德伯电磁感应透明光谱显著地呈现出射频边带消失的现象，而图2 （c）中可以看到这些边带。射频边带的消失表明，射频电场和磁场在等离子体体积内部受到有效屏蔽，这归因于趋肤效应。此外，即使存在连续射频电感耦合等离子体，铷示踪蒸气仍保有高对比度的里德伯电磁诱导透明谱线，表明铷蒸气能够相当有效地抵抗可能由等离子体诱导的铷电离所导致的耗减。图2 （d）中的电磁感应透明谱线呈现不对称线形，表明等离子体内部存在非均匀电场展宽。随着 P_{rf} 增大，电磁感应透明谱线的展宽加剧，同时红移也随之增大。这两种变化均表明电子密度和等离子体微场强度增加。下文将考虑非均匀斯塔克位移和碰撞展宽，对图2 （d）所示的里德伯电磁感应透明谱线线形进行分析

在等离子体环境中。

我们电感耦合等离子体系统中里德伯电磁感应透明光谱的解释因若干因素而得以简化。EIT信号的主要部分来自EIT探测光与耦合光束在体放电区域内的重叠，在该区域内宏观准中性得以维持（即，电子密度 $n_e \approx n_i$、离子密度）。此外，所研究的等离子体属于低温等离子体（LTP），其典型电子能量和离子温度分别为 1 eV 至 3 eV [37, 38] 以及 500 K 至 800 K [39], 。在我们的实验中，EIT的动态时间尺度为 τ_{EIT} 几十 ns [40], ，对应离子仅运动几 μm。因此，在 τ_{EIT} 期间，离子近乎静止，并在里德伯原子所在位置产生一种随机电场分布，即等离子体微场（Holtsmark）分布 [8, 41]。相较之下，运动快得多的电子主要导致碰撞

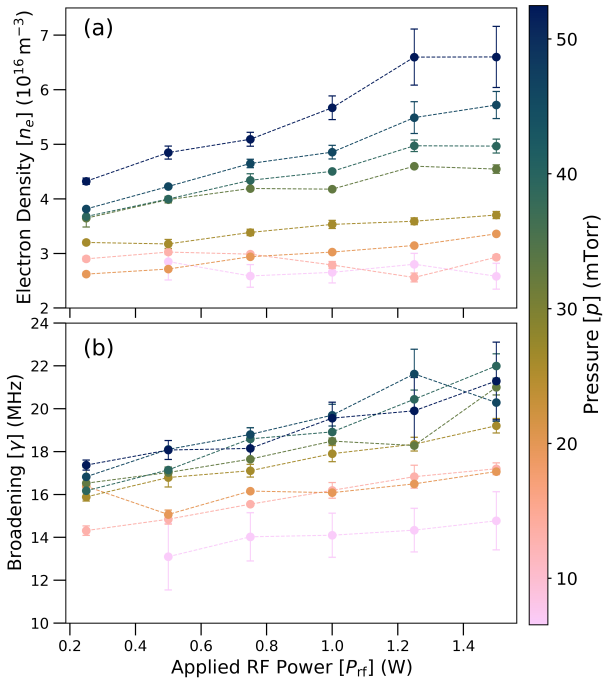

图3. 通过拟合基于式（ $25S_{1/2}$）中三重卷积得出的里德伯-EIT光谱所提取的等离子体参数，适用于 P_{rf}，并以氩气压力 p 用颜色编码表示。(a) 从拟合的 Holtsmark 部分提取的等离子体密度 n_e，假设体等离子体满足准中性条件（$n_e \approx n_i$）。在所发现的 n_e范围内，最可能的微电场范围为 5.1 V/cm 至 9.8 V/cm。在 $p \gtrsim 25$ 毫托时，斜率 $\Delta n_e/\Delta P_{\mathrm{rf}}$ 显著增大。(b) 碰撞诱导退相干机制导致的展宽 γ。误差棒超过统计拟合不确定度，更多反映的是基于信噪比以及底层电磁感应透明光谱漂移的置信度。

里德堡能级退相干，而其对电微场的贡献在 τ_{EIT}平均后可以忽略不计。等离子体不会显著改变或展宽低能级 $5S_{1/2}$ 和 $5P_{3/2}$，这一点已通过对等离子体中 Rb D_2 谱线进行饱和光谱测量得到确认。因此，EIT谱线的位移和展宽完全归因于等离子体中里德伯能级的非均匀里德伯斯塔克位移和均匀碰撞展宽。

此外，等离子体仅被弱电离，从而确保带电粒子间的关联效应可以忽略。因此，离子产生的随机微场由霍尔茨马克分布描述 [41, 42]$\mathcal{P}_H(E)$，该分布取决于等离子体密度，$n_e = n_i$:

$$\mathcal{P}_H(E, n_e) = \frac{2}{\pi}\frac{E}{\tilde{E}^2}\int_0^\infty dx\, x \sin\left(\frac{E}{\tilde{E}}x\right)\exp\left(-x^{3/2}\right) \tag{1}$$

其中 $\tilde{E} = \frac{e}{2\epsilon_0}\left(\frac{4n_e}{15}\right)^{\frac{2}{3}}$。最概然微场为 $1.61\tilde{E}$，其随等离子体密度按 $(n_e)^{2/3}$ 的关系变化。

具有准静态标量极化率 $\alpha > 0$ 的 $nS_{1/2}$ 里德堡能级，因二次斯塔克效应而产生频移$\delta = -\frac{1}{2}\alpha E^2$。因此，等离子体微场效应表现为将无场电磁诱导透明线型 $I_0(\Delta_c)$ 与霍尔茨马克分布诱导的谱线位移的概率分布进行卷积 $\tilde{\mathcal{P}}_H(\delta, n_e) = \sqrt{\frac{\alpha}{2|\delta|}}\,\mathcal{P}_H(E = \sqrt{\frac{2|\delta|}{\alpha}}, n_e)$:

$$\tilde{I}(\Delta_c, n_e) = \int_{-\infty}^{0} I_0(\Delta_c + \delta)\,\tilde{\mathcal{P}}_H(\delta, n_e)\,d\delta \quad . \tag{2}$$

其中，δ 仅限于负值，因为铷 $nS_{1/2}$ 态的斯塔克位移本质上为负。无场电磁诱导透明线型 $I_0(\Delta_c)$是在与电感耦合等离子体实验相同的氩气压力下测得的，但射频功率已关闭。这样，我们便确保中性气体背景 [28] 引起的电磁诱导透明谱线碰撞位移和展宽已计入 $I_0(\Delta_c)$中。随后，通过卷积即可分离出等离子体微场的特定效应。

等离子体诱导碰撞所增加的展宽被视为均匀效应，并通过将 $I(\Delta_c,\ n_e)$与高斯展宽函数 $\mathcal{P}_G(\delta,\ \gamma)\ = \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\gamma^2}\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma}$进行卷积来进行经验建模，其中 γ为碰撞展宽的标准差。因此，最终拟合函数由以下三重卷积给出:

$$\tilde{\tilde{I}}(\Delta_c, n_e, \gamma) = \mathcal{P}_G(\gamma) \otimes I_0(\Delta_c) \otimes \tilde{\mathcal{P}}_H(n_e) \quad . \tag{3}$$

我们使用这一综合卷积模型，并通过列文伯格–马夸尔特算法 [43]拟合等离子体中的实验电磁诱导透明线型。等离子体密度 n_e和碰撞标准宽度 γ 的拟合结果，是本研究表征等离子体及谱线展宽的主要成果。具体而言，我们首先获得依赖于

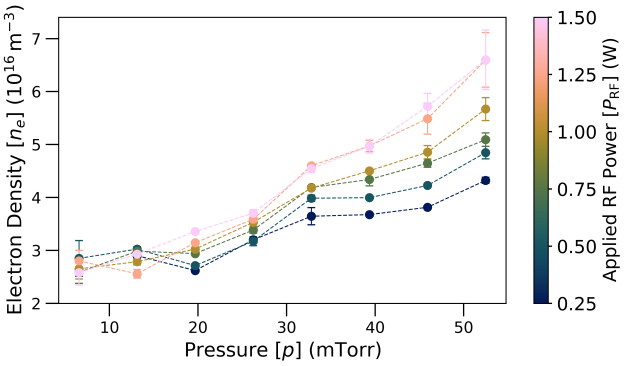

图 4. 来自图3的电子密度随氩气压力的变化，颜色表示不同功率 P_{rf}。在 $p \gtrsim 25$ 毫托时，不同颜色的曲线分散开来，反映出$\Delta n_e/\Delta P_{\mathrm{rf}}$的增加。

三个主要参数的等离子体电磁诱导透明光谱：氩气压力 p，范围为 5 毫托至 50 毫托；P_{rf}，范围为 0.25 W 至 5 W；以及里德伯态的主量子数 n，其值在 $nS_{1/2}$至 30 之间变化。线形拟合在以电磁感应透明主峰为中心、宽度为 60 MHz 的窗口内进行，以排除图 2(c) 中零 $F' = 3$ 时，中间态 $5P_{3/2}$的超精细态所造成的畸变；该超精细态在中心电磁感应透明共振的红失谐约 75 MHz 处出现。在本研究中，定量分析仅限于 $P_{\mathrm{rf}} < 1.5$ W，因为功率较高时谱线展宽显著增大，导致拟合不确定性增加。所选案例 $n = 25$的电磁感应透明光谱拟合结果 n_e 和 γ见图3。

如图 3 (a) 和 4所示，等离子体密度 $\Delta n_e/\Delta P_{\mathrm{rf}}$ 随 n_e 增加的速率 P_{rf} 在 $p \sim 25$ 毫托时显著上升。这种行为总体上符合射频等离子体的能量平衡方程，$P_{\mathrm{abs}} \propto n_e$ [44]。需要注意的是，P_{abs}等离子体吸收的功率低于P_{rf}输送至驱动线圈的测量功率 [45, 46]。后者由匹配网络报告的入射功率与反射功率之差得出，其中包含欧姆损耗，甚至可能与 P_{abs}不成正比。吸收功率 P_{abs} 由等离子体本征吸收效率决定，而该效率取决于等离子体参数。已有研究表明，在 13.56 MHz 下，功率传输效率在临界氩气压力 $p^* \approx 25$毫托附近达到最大，此时电子-中性粒子碰撞频率与射频驱动频率相当 [44, 47]。因此，我们观察到等离子体密度 n_e 在$p \gtrsim p^* \approx 25$ 毫托时趋向于随功率更快且成比例地增长，这可能是因为电感耦合等离子体进入了射频功率更有效地传输至等离子体的工作区间 [48]。

图中我们的等离子体密度结果 3 (a) 和 4得到了探针测量结果的支持 [49–52], 这些结果表明，在压力条件相近时，等离子体密度值与我们的光谱测量结果相似。

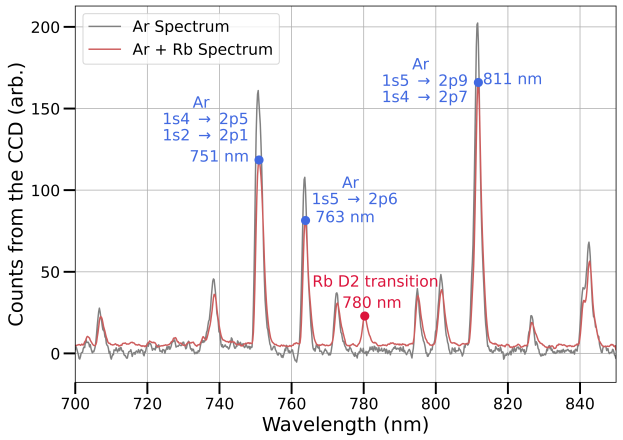

图 5. 有无铷时氩放电的光发射光谱。铷在 780 nm 处的 D_2 谱线与氩跃迁谱线明显分离，其中最强的谱线已标出（帕邢记号）。铷发射源于 EIT 探测激光激发铷蒸气产生的荧光。

我们注意到，比较采用不同探测方法的等离子体实验时，需要根据等离子体腔几何结构和体积对 P_{rf}进行缩放 [44]。此外，采用 $27S_{1/2}$ 和 $30S_{1/2}$的电磁感应透明光谱拟合结果（未展示）给出的等离子体密度估值也相近，且处于实验不确定度范围内。图 3 (a) 和 4 中的等离子体密度还得出趋肤深度为$\sim$ 2 cm，这与我们在图2 (d) 中的观察一致，即射频场基本被屏蔽在等离子体主体体积之外。

接下来，我们重点研究电感耦合等离子体中电磁诱导透明谱线的碰撞展宽。图3 (b)显示，我们对 γ的拟合结果在 P_{rf}中呈现出递增趋势。 γ的结果范围为 $\gamma \lesssim 20$ MHz，因此低于霍尔茨马克斯塔克展宽；在我们的工作中，后者的范围为 $\lesssim 100$ MHz。由于中性氩背景气体中的电磁感应透明线宽已经计入式3中的无场线型 $I_0(\Delta_c)$，因此，图3 (b)中的展宽 γ 源于等离子体碰撞，其中包括里德伯原子与电子、Ar^+以及亚稳态Ar^*的碰撞。基于先前对 ℓ–混合 [53] 和里德伯原子电离碰撞的研究 [54, 55]，，我们假设电子诱导的 ℓ–混合占主导地位，这是由于其截面的n^5标度关系；其次是非弹性电子散射，其截面为 $\propto n^4$ （主量子数为 n）。由于碰撞速度较低，预计Ar^+ 和亚稳态Ar^* 的影响较小。定量而言，基于 [54, 56]的估算表明，在我们的等离子体条件下，碰撞线宽约为15 MHz，这与图3 (b)中的结果相当吻合。此外，在未展示的数据中，γ 的拟合结果随 n迅速增加，这与里德伯原子 ℓ混合和非弹性碰撞截面的 n^5 及 n^4 标度关系相符，并且已在ZEKE光谱学 [57] 和冷里德伯原子实验 [58, 59]中观察到 ℓ混合在碰撞里德伯体系中的主导作用。

最后，我们确认，在氩电感耦合等离子体中，对铷里德堡原子进行电磁感应透明光谱测量，不会受到激发态氩粒子产生的等离子体发射谱线影响。为证明这一点，我们使用 Ocean Optics USB4000 光谱仪，同时进行光发射光谱学测量和电磁感应透明光谱测量。图中展示了氩电感耦合等离子体发射光谱中相关的光谱区段，其中包含几条较强的发射谱线。5，但 ≈ 780 nm 处的峰仅归因于共振 EIT 探测激光所激发的铷原子荧光。780 nm 处的铷电磁诱导透明探测峰与等离子体发射谱线明显分离；没有铷蒸气或 EIT 探测光时，该峰便会消失。

V. 结论

总而言之，我们展示了里德伯电磁感应透明在低温、低压电感耦合等离子体放电电场诊断中的应用。该方法利用里德堡态较高的电极化率，其随 n^7 变化，从而有利于实现高电场灵敏度。我们在由数毫托氩气产生的连续电感耦合等离子体中，测量了 $\lesssim 10$ V/cm的等离子体微场，涵盖一系列等离子体射频驱动功率和氩气压力；同时，我们观察到，由于趋肤效应，等离子体主体对射频具有高效屏蔽作用。根据我们的研究，基于光谱里德伯电磁感应透明的等离子体电场传感，成为评估连续低压电感耦合等离子体中霍尔茨马克微观电场的一种可行的非侵入式方法。在未来的工作中，可以通过使用更高 n 的里德堡态来提高电场灵敏度。该方法还可推广至电容耦合射频等离子体或直流等离子体，并有望用于研究等离子体鞘层中或等离子体尘埃颗粒附近的时空电场测量。在其他应用中，还可以利用原子对射频负载线圈内电场和磁场的近场响应，探索对高频无线电波段射频波的测量。

致谢

感谢 Alisher Duspayev 博士和 Nithi- wadee Thaicharoen 博士的宝贵讨论。本项目由美国能源部科学办公室聚变能源科学办公室通过项目编号 DE-SC0023090 资助。B.D. 感谢密歇根大学拉克姆国际学生奖学金的支持。

[1] B. M. Goldberg、T. Hoder 和 R. Brandenburg，《瞬态等离子体中的电场测定：原位和非侵入式方法》，PSST 31，073001（2022）。[2] A. Dogariu、B. M. Goldberg、S. O'Byrne 和 R. B. Miles，《与物种无关的飞秒局域电场测量》，Phys. Rev. Appl. 7，024024（2017）。[3] B. M. Goldberg、T. L. Chng、A. Dogariu 和 R. B. Miles，《利用皮秒电场诱导的二次谐波产生测量近大气压纳秒脉冲放电中的电场》，Appl. Phys. Lett. 112，064102（2018）。[4] M. S. Simeni、Y. Tang、K. Frederickson 和 I. Adamovich，《纳秒放电脉冲串驱动的表面等离子体流动控制器中的电场分布》，PSST 27，104001（2018）。[5] W. R. Lempert、S. P. Kearney 和 E. V. Barnat，《高压氮等离子体中基于四波混频的电场测量的诊断研究》，Appl. Opt. 50，5688（2011）。[6] B. M. Goldberg、I. Shkurenkov、S. O'Byrne、I. V. Adamovich 和 W. R. Lempert，《利用亚纳秒时间分辨率测量介质阻挡纳秒脉冲放电中的电场》，PSST 24，035010（2015）。[7] E. Brose，《辉光放电阴极前方电场强度及氢线分裂》，Ann. Phys. (Berlin) 363，731（1919）。¨H. R. Griem，《等离子体光谱学原理》（剑桥大学出版社，1997年）。[8] P. Chu 和 X. Lu，《等离子体技术：基础与应用》（泰勒-弗朗西斯出版集团，）。 *Principles of Plasma Spectroscopy* S. Mazouffre，《霍尔推力器横场放电的激光诱导荧光诊断》，PSST 22，013001 2012（）。[9] T. K. Popov、M. Dimitrova、P. Ivanova、J. Kovaˇciˇc、T. Gyergyek、R. Dejarnac、J. Stˇockel、M. Pedrosa、D. Lˇopez-Bruna 和 C. Hidalgo，《磁化等离子体中等离子体电势和电子能量分布函数的朗缪尔探针诊断进展》，PSST 25，033001（2016）。 *Low Temperature Plasma Technology: Methods and Applications* 2013 A. Melzer、H. Krˇuger、D. Maier 和 S. Schˇutt，《磁化尘埃等离子体物理》，《现代等离子体物理评论》5，11（2021）。[10] C. A. Moore、G. P. Davis 和 R. A. Gottscho，《时间和空间分辨的等离子体电场的灵敏、非侵入式原位测量》，Phys. Rev. Lett. 52，538 541 1984–（）。[11] J. R. Shoemaker、B. N. Ganguly 和 A. Garscadden，《辉光放电中空间分辨电场及电场梯度的斯塔克光谱测量》，Appl. Phys. Lett. 52，2019（1988）。¨D. Feldbaum、N. V. Morrow、S. K. Dutta 和 G. Raithel，《激光激发的离子等离子体的库仑膨胀》，Phys. Rev. Lett. 89，173004（2002）。´A. Duspayev 和 G. Raithel，《利用里德伯原子的斯塔克光谱分析冷离子源中的电场》，Phys. Rev. Appl. 19，044051（2023）。[12] D. Weller、J. P. Shaffer、T. Pfau、R. Lˇow 和 H. Kˇubler，《热里德伯气体与等离子体之间的相互作用》，Phys. Rev. A 99，043418（2019）。[18]D. A. Anderson、G. Raithel、M. Simons 和 C. L. Holloway，《用于等离子体电场测量与诊断的量子光学光谱学》（2017年），arXiv:1712.08717 [physics.atom-ph]。[19] U. Czarnetzki、D. Luggenhoelscher 和 H. F. Doebele，《氦和氢射频放电中的时空分辨电场测量》，PSST 8，230（1999年）。[20] K. Takizawa、K. Sasaki 和 A. Kono，《利用激光诱导荧光凹陷光谱灵敏测量低压氩等离子体中的电场分布》，Appl. Phys. Lett. 84，185–187（2004年）。[21] K. Takizawa、A. Kono 和 K. Sasaki，《电负性等离子体鞘层中的电场分布》，Appl. Phys. Lett. 90，011503（2007年）。[22] J. A. Sedlacek、A. Schwettmann、H. K¨ubler、R. L¨ow、T. Pfau 和 J. P. S haffer，《利用明亮原子共振，在蒸气池中通过里德伯原子进行微波电测量》，Nat. Phys. 8，819（2012年）。[23] R. Finkelstein、S. Bali、O. Firstenberg 和 I. Novikova，《原子蒸气中电磁感应透明的实用指南》，New J. Phys. 25，035001（2023年）。[24] L. Ma、E. Paradis 和 G. Raithel，《通过光照在无电极玻璃蒸气池中产生直流电场》，Opt. Express 28，3676（2020年）。[25] C. L. Holloway、J. A. Gordon、S. Jefferts、A. Schwarzkopf、D. A. Anderson、S. A. Miller、N. Thaicharoen 和 G. Raithel，《用于可溯源至国际单位制、自校准测量的宽带里德伯原子电场探针》，IEEE Trans. Antennas Propag. 62，6169（2014年）。[26] D. A. Anderson、R. E. Sapiro 和 G. Raithel，《用于调幅和调频无线电通信的原子接收器》，IEEE Trans. Antennas Propag. 69，2455（2021年）。[27] N. Thaicharoen、R. Cardman 和 G. Raithel，《含氖缓冲气体的池中85Rb蒸气的里德堡电磁诱导透明》，Phys. Rev. Appl. 21，064004（2024年）。[28] B. Dash、N. Thaicharoen、E. Paradis、A. Duspayev 和 G. Raithel，《85Rb蒸气在氩、氖和氮气中的里德堡电磁诱导透明》，APL Quantum 2，016132（2025年）。[29] E. Hansis、T. Cubel、J.-H. Choi、J. R. Guest 和 G. Raithel，《简单的压力调谐法布里–珀罗干涉仪》，Rev. Sci. Instrum. 76，033105（2005年）。[30] S. A. Miller、D. A. Anderson 和 G. Raithel，《蒸气池中的射频调制里德伯态》，New J. Phys. 18，053017（2016年）。[31] M. G. Bason、M. Tanasittikosol、A. Sargsyan、A. K. Mo- hapatra、D. Sarkisyan、R. M. Potvliege 和 C. S. Adams，《射频缀饰里德伯暗态电场灵敏度的增强》，New J. Phys. 12，065015（2010年）。[32] H. Sugai、K. N. K. Nakamura 和 K. S. K. Suzuki，《电感耦合射频等离子体中天线的静电耦合与屏蔽效应》，Jpn. J. Appl. Phys 33，2189（1994年）。[33] J. Dalibard、Y. Castin 和 K. M¨olmer，《量子光学耗散过程的波函数方法》，Phys. Rev. Lett.，580（1992年）。[34] K. M¨olmer、Y. Castin 和 J. Dalibard，《量子光学中的蒙特卡洛波函数方法》，J. Opt. Soc. Am. B 10，524（1993年）。[35] L. Zhang、S. Bao、H. Zhang、G. Raithel、J. Zhao、L. Xiao 和 S. Jia，《磁场中光抽运与里德伯电磁感应透明的相互作用，Opt. Express 26，29931（2018年）。

Y. Xue、L. Hao、Y. Jiao、X. Han、S. Bai、J. Zhao 和 G. Raithel，《大希尔伯特空间中的里德伯电磁感应透明》，Phys. Rev. A 99，053426（2019年）。[37] Y.-K. Lee 和 C.-W. Chung，《利用光发射光谱学研究电感耦合氩等离子体中的电离》，J. Appl. Phys. 109，013306（2011年）。[38] V. M. Donnelly，《通过痕量稀有气体光发射光谱学测量等离子体电子温度和电子能量分布》，J. Phys. D: Appl. Phys. 37，R217（2004年）。[39] G. A. Hebner，《电感耦合氩等离子体中空间分辨的激发态密度以及中性粒子温度和离子温度》，J. Appl. Phys. 80，2624–2636（1996年）。[40] M. O. Scully 和 M. S. Zubairy，《量子光学》（剑桥大学出版社，剑桥，1997年）。[41] J. Holtsmark，《谱线展宽》，《物理年鉴》363，577（1919年）。[42] A. V. Demura，《等离子体微场的物理模型》，International Journal of Spectroscopy 2010，671073（2010年）。[43] M. Newville、R. Otten、A. Nelson、T. Stensitzki、A. In- gargiola、D. Allan、A. Fox、F. Carter 和 M. Rawlik，《Lmfit：用于Python的非线性最小二乘最小化与曲线拟合》（2025年）。[44] M. A. Lieberman 和 A. J. Lichtenberg，《等离子体放电与材料处理原理》，MRS Bulletin 30，899（1994年）。[45] V. Godyak，《射频放电诊断：若干问题及其解决方案》，J. Appl. Phys. 129，041101（2021年）。[46] V. A. Godyak、R. B. Piejak 和 B. M. Alexandrovich，《电感耦合氩等离子体中的电子能量分布函数测量与等离子体参数》，PSST 11，525（2002年）。[47] E. Kralkina、A. Rukhadze、V. Pavlov、K. Vavilin、P. Nek- liudova、A. Petrov 和 A. Alexandrov，《低压感应放电中等离子体对射频功率的吸收》，PSST 25, 015016（2016年）。[48] J. Yang、N. Yoon、B. Kim、J. Choi、G. Lee 和 S. Hwang，电感耦合等离子体放电的功率吸收特性，《IEEE等离子体科学汇刊》27，676（1999年）。[49] V. A. Godyak 和 R. B. Piejak，采用磁探针的电感耦合等离子体诊断，J. Phys. IV France 08，Pr7（1998）。[50] X.-M. Zhu 和 Y.-K. Pu，低压氩放电的简单碰撞辐射模型，《物理学杂志D：应用物理》40，2533（2007年）。[51] I. El-Fayoumi、I. Jones 和 M. Turner，平面线圈电感耦合射频氩放电中E模到H模转换的滞后，《物理学杂志D：应用物理》31，3082（1998）。[52] J. S. Kim、M. V. V. S. Rao、M. A. Cappelli、S. P. Sharma 和 M. Meyyappan，电感耦合等离子体中 Ar、CHF_3/Ar 和 CHF_3/Ar/O_2 混合物的质谱和朗缪尔探针测量，PSST 10，191（2001）。[53] J. A. Schiavone、D. E. Donohue、D. R. Herrick 和 R. S. Freund，氦的电子碰撞激发：高里德伯态的截面以及 n 和 l 分布，Physical Review A 16，48（1977）。[54] I. Beigman 和 V. Lebedev，中性粒子和带电粒子与里德伯原子碰撞的碰撞理论，Phys. Rep. 250，95（1995）。[55] H. R. Griem，高主量子数氢谱线受电子和离子碰撞产生的斯塔克展宽，《天体物理学杂志》148，547（1967）。α T. Gallagher，[56]（剑桥大学出版社，2005年）。*Rydberg Atoms* E. W. Schlag，[57]（剑桥大学出版社，1998年）。*ZEKE Spectroscopy* S. K. Dutta、D. Feldbaum、A. Walz-Flannigan、J. R. Guest 和 G. Raithel，冷里德伯气体中的高角动量态，Phys. Rev. Lett. 86，3993（2001）。[58] A. Walz-Flannigan、J. R. Guest、J.-H. Choi 和 G. Raithel，冷里德伯气体动力学，Phys. Rev. A 69，063405（2004）。