

表面波型微波感偶低气压氦等离子体 空间分辨光谱诊断*

雷杰 傅宏郎

(云南大学物理系, 昆明 650091)

提 要

用光学多道分析仪考察了低气压表面波型微波感偶氦等离子体的发射光谱。经过阿贝尔(Abel)反演变换后, 得到了在各种气压和微波功率下此等离子体光谱辐射光强和激发温度的空间分布及其变化规律。讨论了此等离子体的激发机理。推算了其中亚稳态原子的空间分布情况。

关键词: 微波感偶、氦等离子体光谱, 激发温度, 亚稳态原子, 空间分布特性。

一、引 言

表面波型微波感偶等离子体器件由 Moison 等人^[1] 创于 1974 年, 它具有效率高、装置简单、寿命长等优点, 特别适合于光谱化学分析^[2,3] 等领域的研究和应用。在上述工作中氦气是一种理想的等离子体工作气体和辅助工作气体, 因此微波感偶氦等离子体(He-MIP) 是其中人们研究得最多的一种。本文介绍用光学多道分析仪(OMA-3) 对低气压表面波型 He-MIP 进行空间分辨光谱诊断的实验工作。

二、实验安排和实验方法

实验装置如图 1 所示。工作在 2450 MHz, 功率 100 W 内连续可调的微波发生器输出的微波通过同轴电缆输入表面波型微波等离子体发生器(surfatron) 经火花发生器预电离点火后, 在直径为 10 mm 的石英玻璃管中获得了稳定的氦等离子体, 炬焰以玻璃管中心轴线(z 轴) 对称。工作气压可在 50~1500 Pa 内可调, 气压由 ZR-3 型电阻真空计测量。

He-MIP 在轴向位置 z 处的辐射光经光栏后由透镜成像于摄谱仪的狭缝面上, 分光后, 应用多通道光学分析仪的二维光谱采样功能记录下 He-MIP 在 z 位置沿 x 方向的光强分布 $I(x)$, 平移 surfatron 可记录下在不同 z 处的 $I(x)$ 。 $I(x)$ 为辐射光强在等离子体圆截面上 x 点沿弦方向的空间积分光强, 经阿贝尔反演变换后可得辐射光强沿等离子体半径

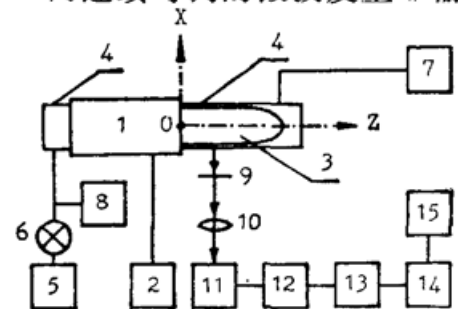


Fig. 1 Schematic diagram of instrumental array

- 1—surfatron, 2—microwave power supply,
- 3—helium plasma, 4—quartz glass tube,
- 5—helium gas cylinder, 6—needle valve,
- 7—vacuum pump, 8—pressure gauge, 9—diaphragm, 10—lens, 11—spectrograph, HR-320,
- 12—detector of OMA-3, M1252B, 13—OMA-3, M1216, 14—OMA-3, M1460,
- 15—printer

收稿日期: 1991年2月28日; 收到修改稿日期: 1991年6月18日

* 国家自然科学基金资助的项目。

方向的分布 $I(r)$ ^[4]。本实验采用文献[5]的阿贝尔反演方法,将等离子体沿 x 方向 40 等分,由通道光学分析仪一次记录下 He-MIP 在某一波长处不同 x 位置的 40 幅光谱图,数据处理后得到某一谱线强度的。

三、实验结果

实验记录了 He-MIP 辐射谱线 587.56、447.15、438.79、414.38、412.08、402.62、396.47 和 388.86 nm 的积分光强 $I(x)$,经阿贝尔反演计算,得到上述谱线强度的径向分布 $I(r)$ 。图 2 给出了 447.15 nm 谱线强度在不同 z 位置,阿贝尔反演变换前后的光强分布 $I(x)$ 和 $I(r)$,可见 $I(x)$ 与 $I(r)$ 有明显差别; $I(r)$ 以中心处最大,向外围逐渐减弱,在 $r=3$ mm 附近陡降; $I(r)$ 随 z 增大而减弱。其它谱线的 $I(r)$ 也有类似规律。不同气压下 587.56、388.86 nm 谱线的 $I(r)$ 如图 3 所示, $I(r)$ 随气压增加而减弱,轴心处减小很快,边缘处较缓。实验还表明,微波功率由 35 W 增加到 75 W 时,谱线强度只增加 10% 左右,影响不大。

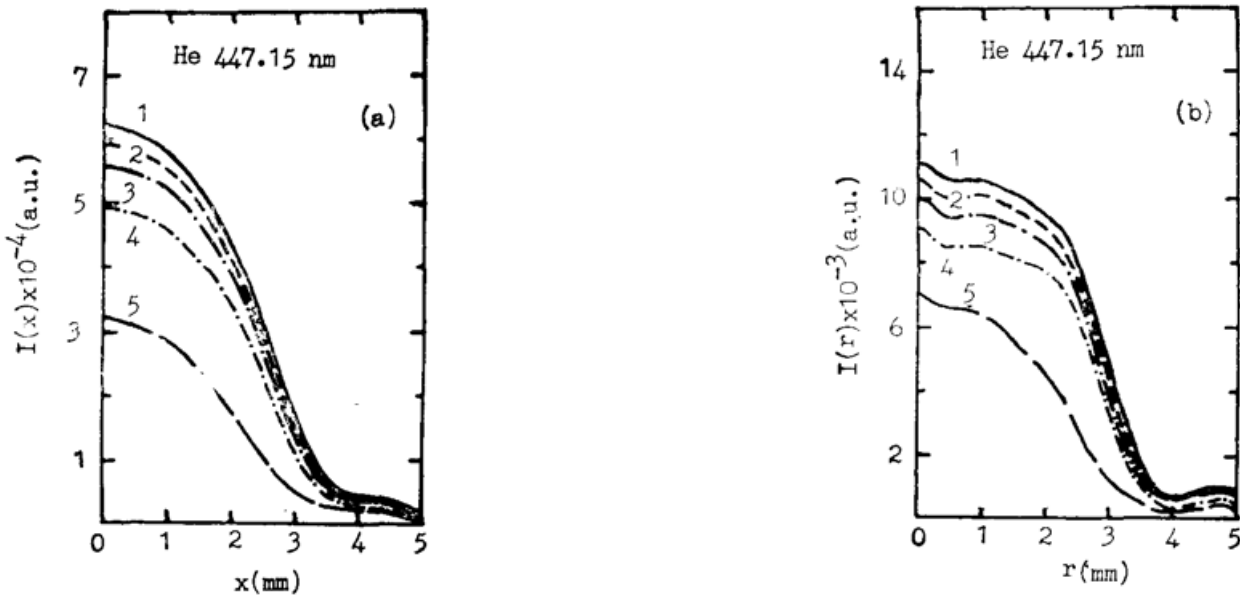


Fig.2 Spatial distributions of He 447.15 nm line emission intensities before Abel inversion (a) and after Abel inversion (b), at microwave power-MP=60 W, helium pressure-HP=100 Pa, and different axis position Z : (1)—0, (2)—1 cm, (3)—2 cm, (4)—2.5 cm, (5)—3 cm.

由实验测得各谱线强度,可以计算这些谱线跃迁上能级的粒子相对浓度,发现它们满足玻尔兹曼分布律,即 $\ln [I_n(r)/g_n A_n]$ 与 E_n 成直线关系,直线斜率的倒数反映了 He-MIP 中的激发温度 $T_{ex}(r)$ ^[6~8],在此 E_n 、 g_n 分别是跃迁上能级的能量值和统计权重, A_n 是跃迁几率,其值均取自文献[7, 9, 10]。实验选用 447.15、438.79、402.62、396.47 和 388.86 nm 五条谱线来测量此 He-MIP 的激发温度。在扣除多通道光学分析仪探头光谱响应影响后,线性拟合求出了在各种实验条件下的 $T_{ex}(r)$ 。计算表明,在低气压 (<50 Pa) 和在边缘处 ($r > 4.75$ mm),粒子数分布与玻尔兹曼分布有微小偏差。

图 4 给出了不同气压下激发温度的径向分布,由图中看出, $T_{ex}(r)$ 值在中心和 $r \approx$

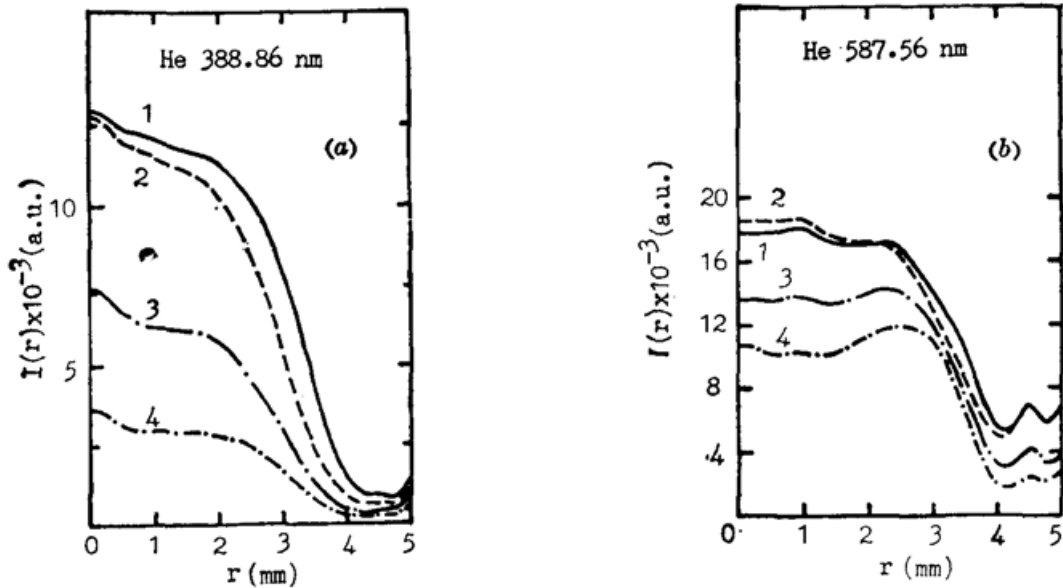


Fig. 3 Radial profiles of He (a) 388.86nm, (b) 587.56 nm line emission intensities after Abel inversion at MP=60 W, Z=1cm and different HP; (1)—65 Pa, (2)—200 Pa, (3)—600 Pa, (4)—1000Pa

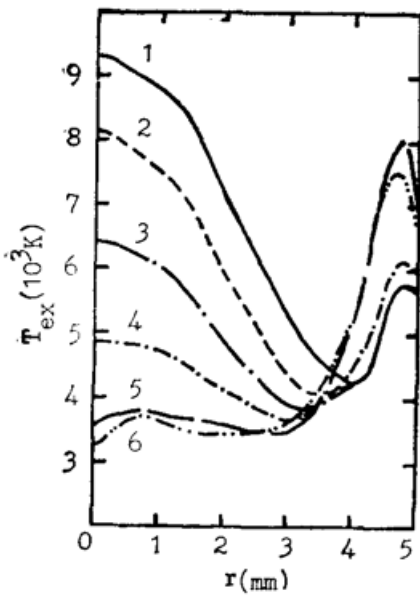


Fig. 4 Radial profiles of the He-MIP excitation temperatures at MP=70 W, Z=1 cm, and different HP; (1)—50 Pa, (2)—100 Pa, (3)—200 Pa, (4)—350 Pa, (5)—750 Pa, (6)—1000 Pa

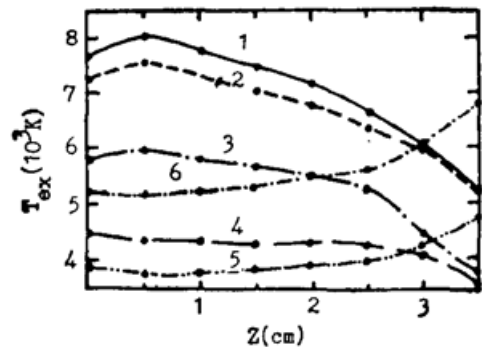


Fig. 5 Excitation temperatures as a function of axis position of the He-MIP at MP=60W, HP=100Pa and different r : (1)—0.25 mm, (2)—1 mm, (3)—2 mm, (4)—3 mm, (5)—4 mm, (6)—4.75mm

4.75 mm 处有极大值, 在 $r=3.5$ mm 附近有极小值; 在较高气压下, 中心处 $T_{ex}(r)$ 比边缘处的低; 中心处的 $T_{ex}(r)$ 随气压下降很快, 随 r 增大此下降变缓, 在边缘处 $T_{ex}(r)$ 随气压上升而增高。不同半径处, $T_{ex}(r)$ 随轴向位置的变化如图 5 所示, 中心处 $T_{ex}(r)$ 在 $z=0.5$ cm 处有极大值, 然后随 z 值的增大而下降, 边缘附近的 $T_{ex}(r)$ 随 z 值增大而略升。

四、讨 论

综上所述可知, He-MIP 的激发温度为 7×10^3 K 左右, 如假设 He-MIP 中 He 的高激

发态和基态间粒子布居满足玻耳兹曼分布, 依此计算在此激发温度下 He-MIP 的发射谱线强度比实验所记录的要小 6~8 个量级, 这一现象类似于文献 [6, 11] 所报道过; 另外, 如各激发态与基态粒子布居满足玻耳兹曼定律, 则发射光强和激发温度的空间分布应满足激发温度高处辐射光强大的规律, 这与本实验所得到的现象不符合。这说明 He-MIP 中基态和激发态间不存在按玻耳兹曼定律的粒子分布。这就提出了一个问题, He-MIP 中激发态间的玻耳兹曼粒子分布是如何形成的, 激发态粒子是怎样产生的, 激发温度和发射光强间的关系作何解释? 解释此问题目前通常用辐射电离复合模型^[11]来解释, 但它预言的辐射光强与实验观测到的光强有两个数量级的差距; 文献 [6] 提到了亚稳态影响的可能, 但未给出明确解释。通过对实验数据的分析, 作者认为在辐射电离复合模型的基础上, 还必须考虑亚稳态的再激发机制方可对实验现象作出正确解释。即由于 He 的两个亚稳态 $2s^1S_0$ 、 $2s^3S_1$ 寿命很长^[4], 由辐射电离复合模型中的高能电子直接电离或激发的 He 原子经辐射和离子-电子复合后, 大部分到达两个亚稳态, 在其上造成高浓度的粒子累积, 而形成一个新的“基态”, He

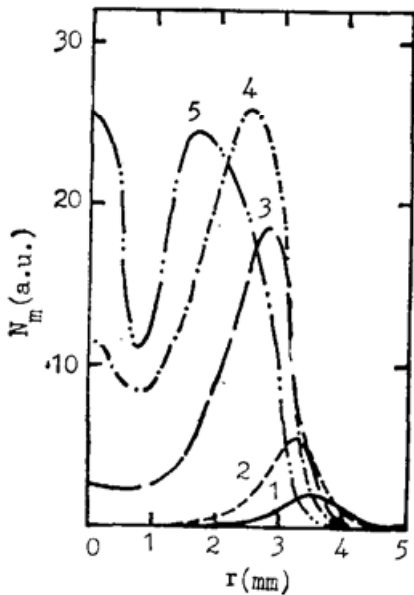


Fig. 6 Radial profiles of He $2s^3S_1$ metastable level atom populations at MP=70W, Z=1cm and different HP: (1)—50Pa, (2)—100Pa, (3)—350 Pa, (4)—600 Pa, (5)—1000 Pa

原子从此“基态”上, 和辐射电离复合模型中的高浓度低能电子经电子碰撞激发、消激发和辐射过程, 与激发态间形成玻耳兹曼分布。因此, 实验所测得的 $T_{ee}(r)$ 实际上是 He-MIP 中的低能电子温度, 图 5、图 6 给出的也是低能电子温度的空间分布, 它在边缘附近有极大值是由于表面波型等离子体电场分布性质决定的^[12]。在探针测量 MIP 电子温度时, 由于推迟势的存在, 测得的应是高能电子温度^[13]。

从上述观点出发, 由实验记录的 He 激发态发射光强与激发温度的关系中, 我们估算出在此 He-MIP 中亚稳态的原子浓度在 $10^{12} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 之间; 从而推算出亚稳态 $2s^3S_1$ 粒子的径向分布, 如图 6 所示, 气压低时, 其主要分布于 $r = 3.5 \text{ mm}$ 附近, 气压升高, 亚稳态原子浓度增加并向轴心聚集。此结果与文献 [14] 用吸收方法对 Ar-MIP 实验所得结果相似。由于亚稳态原子的产生直接或间接地与高能电子有关, 因而图 6 所示也间接反映了 He-MIP 中高能电子空间分布的信息。

五、结 论

(1) He-MIP 中 He 各谱线强度在等离子体轴心区域最强, 随气压和轴向位置变化明显, 随微波功率变化不大。

(2) 低气压 He-MIP 中各激发态和亚稳态间 (而不是和基态间) 的粒子数布居符合玻耳兹曼律。

(3) He-MIP 的激发温度在 $3.5 \sim 9 \times 10^3 \text{ K}$ 间, 在轴心和边缘附近有极大值, 随气压和轴向位置的增大, 等离子体轴心的激发温度下降, 而边缘附近的则上升。它反映了 He-MIP

中低能电子温度的空间分布情况。

(4) 在确定气压下, 增加微波输入功率, 仅能适当地增大 He-MIP 的体积, 并不能有效地提高其辐射光强和激发温度。

(5) 在考虑了 He-MIP 中亚稳态再激发过程后, 辐射电离复合理论可对低气压 He-MIP 的激发过程作出正确解释。

(6) 在表面波型低气压 He-MIP 中, 亚稳态原子的空间分布呈一面包圈形。

参 考 文 献

- [1] M. Moisan, *et al.*; *Phys. Lett.*, 1974, **50A**, 2 (11), 125~126.
- [2] L. D. Perkins and G. L. Long, *Appl. Spectrosc.*, 1989, **43**, 3 (3/4), 499~504.
- [3] J. B. Peel *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1988, **43B**, 2 (2), 217~220.
- [4] G. Bekefi; *Laser Plasmas*. (JOHN WILEY & SONS, New York. London. Sydney. Toronto, 1976), 162, 628~629.
- [5] K. Bockaston, *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, **51**, 9 (9), 943~947.
- [6] K. Tanabe *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1983, **38B**, 1/2 (2), 49~60.
- [7] J. M. Workman *et al.*; *Appl. Spectrosc.*, 1986, **40**, 6 (8), 857~863.
- [8] F. A. Serravallo *et al.*; *Anal. Chem.*, 1975, **47**, 13 (11), 2141~2145.
- [9] S. Bashkin and J. O. Stoner, Jr; *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams*, Vol. 1 (North-Holland Publishing Company-Amsterdam, Oxford American Elsevier Publishing Company, Inc. -New York, 1975), 8~9.
- [10] I. I. Sobelman; *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1979), 297.
- [11] P. Brassem *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1978, **33B**, 10~12 (12), 753~764.
- [12] A. Granier *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1988, **43B**, 8 (8), 963~970.
- [13] K. W. Busch *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1973, **28B**, 3 (3), 85~104.
- [14] P. S. Moussounda *et al.*; *Spectrochim. Acta*, 1985, **40B**, 4 (4), 641~651.

Spatially resolved spectroscopic diagnostics of a low pressure helium microwave-induced plasma sustained by a surfatron

LEI JIE AND FU HONGLANG

(Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091)

(Received 28 February 1991; revised 28 June 1991)

Abstract

Emission spectra of a low pressure helium microwave-induced plasma sustained by a surfatron were studied with OMA-3. After Abel inversion, the spatial distributions of emission spectrum intensities and excitation temperatures of the plasma were given out at different helium pressures and microwave powers. The exciting mechanism of the plasma was discussed. The spatial distributions of metastable population of the plasma were estimated.

Key words: microwave induced; helium emission spectra; excitation temperature; helium metastable; spatial distribution characteristics.