

用电子能量分布研究 He-Ne 激光器中的能量转换*

周光地 杨明江

(中国科学院力学研究所)

Investigation of energy transfer in He-Ne laser by electron energy distribution

Zhou Guangdi, Yang Mingjiang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

提要: 本文用电子能量分布对 Druyvesteyn 分布的偏离曲线($f-f_D$)直接研究了电子-原子间的非弹性碰撞过程, 并对 He-Ne 激光五条谱线跃迁的能量转换过程进行了讨论。

关键词: 非弹性碰撞, 能量转换

一、理 论

通常气体激光产生于原子(分子)气体弱电离的等离子体正柱区, 其中电子的密度比原子(分子)密度小得多, 而与原子离子的密度相当。

当电子密度足够高时, 由于电子间频繁碰撞交换动能, 在平衡条件下电子遵循 Maxwellian 分布

$$\frac{dn_e}{n_e} = \left(\frac{4}{\pi^{1/2}}\right) x^{1/2} e^{-x} dx \quad (1)$$

其中 $x = E/kT_e$; n_e 是电子密度; T_e 是电子平均温度; E 是电子能量; k 是 Boltzmann 常数。然而这种分布通常在电子密度 $n_e > 10^{12} \sim 10^{14}/\text{cm}^3$ 的情况下才成立。对于电子密度 $n_e < 10^{10}/\text{cm}^3$ 的弱电离等离子体, Druyvesteyn 考虑了电子-原子之间的弹性碰撞, 得出了 Druyvesteyn 分布^[2,2]

$$\frac{dn_e}{n_e} = 1.63x^{1/2} e^{-x^2} dx \quad (2)$$

其中 $x = E/E_0$, E_0 是电子平均能量。并进一步证明放电气体中实际的电子能量分布 $f(\text{eV})$ 可由 Langmuir 探针电流对电压的二阶导数求得^[3]:

$$n_e \cdot f(\text{eV}) = \frac{2}{e^2 A} \left(\frac{2mV}{e}\right)^{1/2} \cdot \frac{d^2 i}{dV^2} \quad (3)$$

其中 n_e , m 和 e 分别是电子的密度、质量和电荷; A 是探针表面积; i 和 V 分别是探针电流和电压。实验和理论计算表明, 大多数中小功率激光器的等离子体中, 其电子能量分布不是 Maxwellian 分布, 而是比较接近, 但又不完全服从 Druyvesteyn 分布^[4-6]。

由于 Druyvesteyn 分布没有考虑电子-原子间的非弹性碰撞, 很显然其差别主要是由电子-原子间的非弹性碰撞过程引起的。

电子-原子间的非弹性碰撞对产生激光有决定意义, 电子既可激发、电离原子而失去部分能量, 又可从激发原子的消激发而获得能量; 电子-离子复合可使电子减少, 而在 Penning 电离和缔合反应中又可产生新的电子。所有这些过程都会改变电子能量分布的特征, 因此分布曲线能反映出某些原子能级的性质。因此我们利用实验分布曲线对 Druyvesteyn 分布的偏离曲线($f-f_D$)来研究激光介质中的非弹性碰撞, 进而研究其中的能量转换过程。

二、实验方法

为了研究这种偏离曲线($f-f_D$)所反应的规律, 使用测量探针电流对电压二阶导数连续曲线的方法^[7]和从电子能量分布实验曲线计算偏离曲线($f-f_D$)的方法^[8]。图 1 是实验装置图, 它适用于 $n_e = 10^7 \sim 10^{12}/\text{cm}^3$ 、气压低于几十 Torr 的中小功率激光器的测量。在探针上加线性偏压扫描的情况下(扫描时间常数 $K = \frac{dV}{dt}$), 可以证明探针电流对电压的二阶导数为^[7]:

$$\frac{d^2 i}{dV^2} = \frac{U}{\tau_1 \tau_2 B K^2} \quad (4)$$

* 国家自然科学基金资助课题

其中 L 为探针电流采样电阻; τ_1, τ_2 为两级微分线路的时间常数; K 为探针电压扫描速率; U 是第二级微分线路的输出电压。测得 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 曲线后, 通过公式 (3) 和气压修正, 可计算出电子能量分布曲线。由于测得的 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 曲线是连续的, 故能充分显示出电子能量分布的变化。

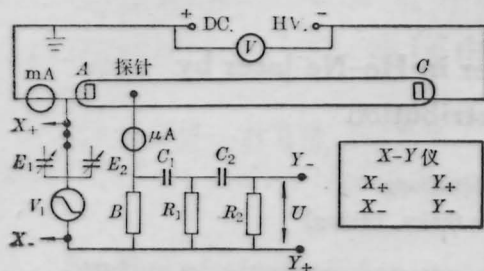


图 1. 测定探针 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 曲线的实验装置

由于在弱电离的激光等离子体中, 电子-原子之间的弹性碰撞频率要比其非弹性碰撞频率高几个量级, 电子能量分布曲线的形状主要还是由弹性碰撞决定的。因此我们在计算偏离曲线 ($f-f_D$) 时, 采用实验分布和 Druyvesteyn 分布的峰值归一法。对式 (1) 和式 (2) 求极值可知, Maxwellian 分布和 Druyvesteyn 分布的极大值均发生在 $x=0.5$ 处。

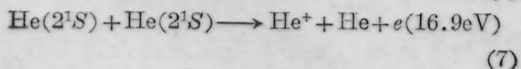
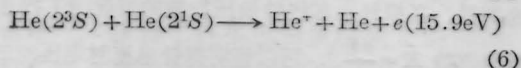
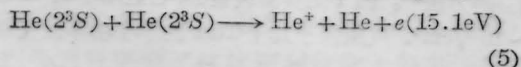
三、实验结果

通常的 He-Ne 激光器的工作气压在 0.1~10 Torr 范围, 随气压增高, He 与 Ne 的气压比从 5:1 增大到 20:1。在此范围内, 分别对 He、Ne 及混合气体的电子能量分布进行了测量。

3.1 He

图 2 中, ($f-f_D$) 曲线清楚地显示在能量为 6.8、10.4、15.1 和 17 eV 处有四个峰, 在 13 和 16 eV 处还有两个不太明显的“丘”。

这六种不同能量电子的增殖均与 He 的两个亚稳态 (2^3S) 和 (2^1S) 有关。其中 15.1、16 和 17 eV 电子的产生是由于它们之间 Penning 电离的结果:



这些新产生电子对两种亚稳原子的再次电离可转变为 6.8、10.4 和 13 eV 的电子:

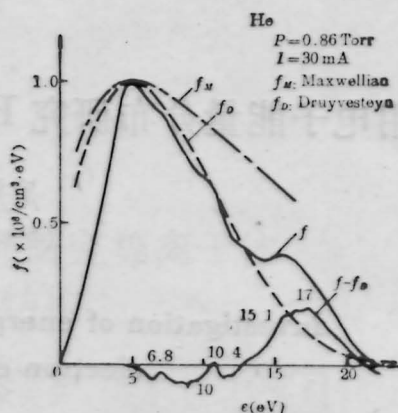


图 2. He ($p=0.86$ Torr) 的 RED 和 ($f-f_D$) 曲线

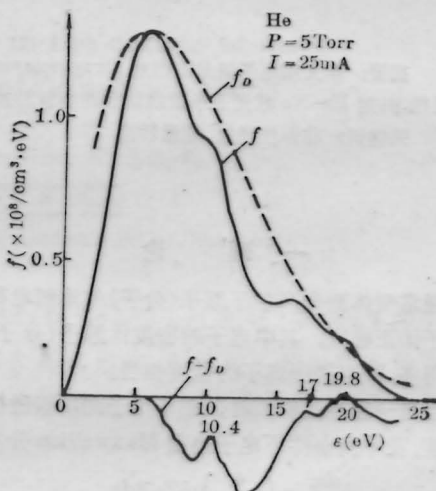


图 3. He ($p=5.00$ Torr) 的 EED 和 ($f-f_D$) 曲线

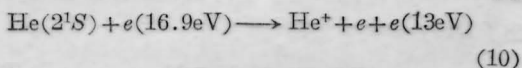
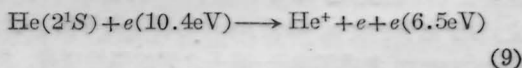
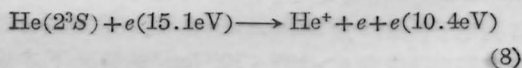
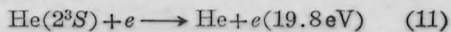


图 3 是 He 在较高气压下 (5.00 Torr) 的 ($f-f_D$) 曲线。其中由式 (8) 和式 (7) 分别产生的 10.5、17 eV 处的电子峰仍然明显, 而 19.8 eV 处的峰可从 He (2^3S) 被热电子激活来解释:



3.2 Ne

Ne 在 0.33 Torr 的 ($f-f_D$) 曲线上显示了能量为 11.5、16.6 和 19 eV 的三个峰 (图 4)。11.5 eV 电子是由亚稳态 Ne ($1S_0$) 之间的 Penning 电离产生的:

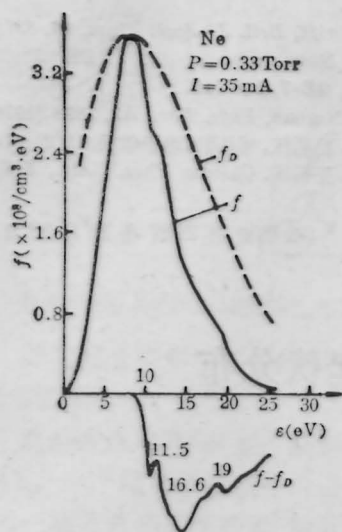
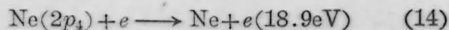
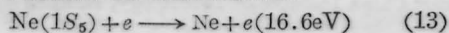


图4. Ne($p=0.33$ Torr)的EED和($f-f_D$)曲线
 $\text{Ne}(1S_5) + \text{Ne}(1S_5) \longrightarrow \text{Ne}^+ + \text{Ne} + e(11.7\text{eV})$

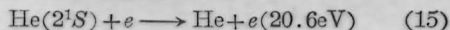
$$(12)$$

而16.6和19eV的电子是亚稳态 $\text{Ne}(1S_5)$ 和辐射态 $\text{Ne}(2p_4)$ 分别被热电子消激发的结果:

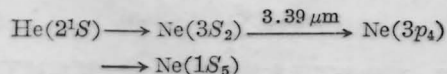
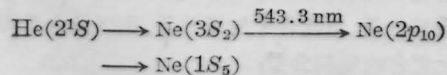
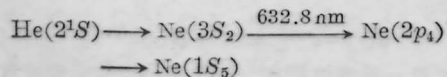


3.3 He-Ne

图5是He、Ne混合气体在总气压2.80 Torr, He:Ne=5:1时的EED和($f-f_D$)曲线。有能量为11.4、16.7和20.8eV三个峰。其中11.4eV电子的产生可由(12)来解释,而20.8eV的电子是He亚稳态(2^1S)被热电子消激发产生的:



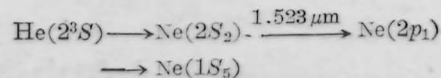
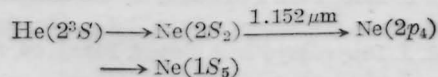
应指出,16.7eV附近的电子出现了台阶状增长,是式(13)、式(7)两种过程综合作用的结果。这说明,He-Ne混合气体在较低工作气压下($p < 3$ Torr),等离子体中 $\text{He}(2^1S)$ 和 $\text{Ne}(1S_5)$ 的存在明显,He-Ne系统的能量转移主要遵循以下过程



因此较低气压的He-Ne激光介质,更适合产生543.3nm、632.8nm和3.39 μm 的激光。

较高气压的He-Ne混合气体(He:Ne=20:1, $p=6.20$ Torr)的($f-f_D$)曲线上明显显示了能量为

11.7和15.4eV的两个电子峰(图6),分别是 $\text{Ne}(1S_5)$, $\text{He}(2^3S)$ Penning电离的产物。另外在接近20eV处出现了电子增殖,也证明在较高气压下($p > 5$ Torr),He产生的主要是亚稳态(2^3S),因此下面的能量转移过程更适合产生1.152 μm 和1.523 μm 红外激光:



这些从电子能量分布研究中获得的结果,与前人所报道的He-Ne激光器中各激光谱线工作的最佳

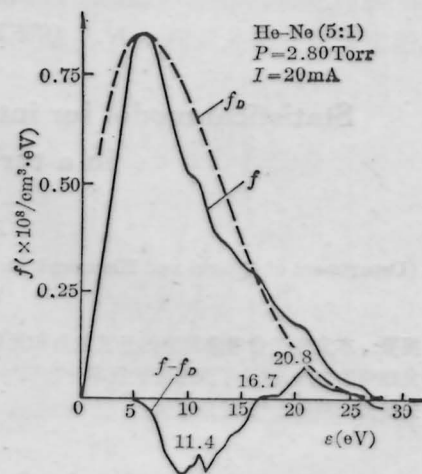


图5. He-Ne($p=2.80$ Torr, He:Ne=5:1)的EED和($f-f_D$)曲线

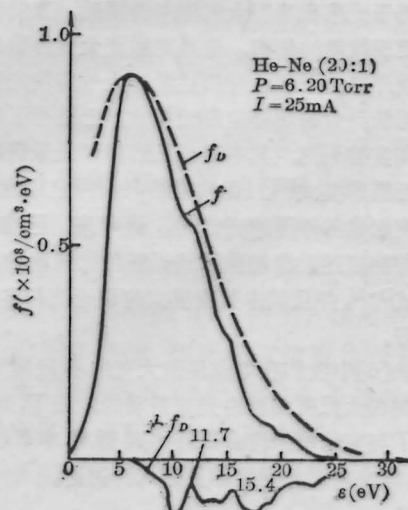


图6. He-Ne($p=6.20$ Torr, He:Ne=20:1)的EED和($f-f_D$)曲线

气压范围是很一致的^[1]。

参 考 文 献

1 Colin S. Willett, Introduction to Gas Laser: Population Inversion Mechanisms, (Oxford, New York, Toronto, Sydney 1974), 13
 2 L. B. Leob, Basic Processes of Gaseous Electronics (Univ. of California Press, 1955), Chapter 4
 3 M. J. Druyvesteyn *et al.* *Zeits. f. Physik*, **64**, 790

(1930)

4 J. D. Swift, *Brit. J. Appl. Phys.*, **16**, 837 (1965)
 5 M. Z. Novgorodov *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-7**, 508 (1971)
 6 W. L. Nighan, *Phys. Rev.*, **A2**, 1898 (1970)
 7 周光地, 杨明江, 胡昌信, *电子学报*, **11**(2), 93 (1983)
 8 杨明江, 王朝华, *Chinese Phys. Lett.*, **5**(3), 109 (1988)

(收稿日期: 1987年12月28日)

湍流大气中激光强度的起伏分布

张 逸 新*

(华东工学院光电技术系)

Statistical model for intensity fluctuation of laser light in a turbulent medium

Zhang Yixin

(Department of Optical and Electrical Technology, East China Institute of Technology, Nanjing)

提要: 本文在综合考虑湍流的光波散射和光束随机偏折的基础上, 采用 Karhunen-Loève 基展开所测随机光场复振幅的方法, 讨论了光强起伏概率分布和时间平滑效应等问题。

关键词: 湍流大气, 光强起伏

一、引 言

当相干光束在晴朗大气层中传播时, 遭受着大气湍流随机波动的影响, 这是对激光大气传输系统性能的最严格的限制。对描述激光大气传输光强起伏或闪烁统计分布规律的理论模式, 已进行了广泛的理论和实验研究, 其中对数正态模型是最普遍采用的闪烁概率模式^[1]。但实验结果表明它只能应用于弱湍流起伏条件下的光传输。近年来, 已唯象地建立多种能描述强湍起伏区域光强起伏概率分布规律的模式^[2~6], 并且其中某些模式的理论值与实验值符合较好。

文献[6]中我们在考虑湍流大气的小尺度湍涡的光散射和大尺度湍涡的光束抖动的效应下, 唯象地导出了与实验结果符合很好的闪烁概率 $K(\alpha)$ 分布模式, 本文将对此问题作更深入的讨论。

二、光强闪烁概率分布模型

大量激光大气传输的实验和理论研究表明, 实

际湍流大气中存在着对传输光束产生不同效应的不同尺度的湍涡。所以, 光学仪器所检测到的湍流导致的光束强度起伏是湍流散射和湍流导致的光束抖动的综合效应的反映。所以完整地描述光强闪烁概率分布必须同时考虑这两个因素。

在离散体湍流散射模型中, 光束传输路径上某特定地点的光波场, 可设想为通过不同通道传输的大量散射元的迭加, 可用两个主要分量的相干迭加来表示:

$$u(t) = e^{i\omega t} [Ae^{i\phi(t)} + R(t)e^{i\psi(t)}] \quad (1)$$

这里 ω 是光波频率, $Ae^{i\phi}$ 表示传输中未被散射的常振幅分量, 也就是平均场分量。 $Re^{i\psi}$ 由大量离散散射元组合的随机分量:

$$R(t)e^{i\psi(t)} = \sum_{j=1}^N r_j(t)e^{i\phi_j(t)} \quad (2)$$

上式第一项代表了所有单次散射, 第二项描述了所有二次散射等。假设各离散振幅 $\{r_j\}$ 和相位 $\{\phi_j\}$ 构成统计独立随机变量组, 且各组随机量的特征值是

* 现在无锡轻工业学院工作。