

横流电激励 CO₂ 激光器的二维饱和增益和输出功率

陈丽吟 楚泽湘 吴中祥
(中国科学院力学研究所)

提 要

本文给出横流放电 CO₂ 激光器中饱和增益系数的二维分布及其随辐射场的变化规律,用微观物理机制作了注释。用三种稳定振荡条件分别计算腔中的光强分布和输出功率,并予以评比,提供一种选择器件最佳设计方案的简便方法。

激光介质中各振型能量、振动温度、增益等物理量及其随辐射场分布的变化规律至今仍研究甚少。大多数工作是在一定简化条件下的近似解析表达式^[1~3]。文献[4]研究了 GDL 的饱和增益随辐射场分布规律,但没有电激励因素。文献[5]对横流放电激光器的工作也仅限于一维分布。由于电场、辐射场和流动三因素的交互作用在大功率激光器中的重要性,本文在过去千瓦横流电激励 CO₂ 激光器小信号增益(G_0)工作的基础上^[6],对上述三因素在强辐射场作用下的变化规律作详细研讨。

一、理论模型、方程和计算方法

电极模型仍采用文献[6]中所述(如图1所示)。图中 $ABDC$ 为阳极, $EFHG$ 为阴极, $PP'O'O$ 为全反镜,反射率 $R_1=1$, $qq's's$ 为输出镜,反射率为 R_2 , L 为腔长。假定气流温度(T)、流速(u)、压力(p)、电子密度(n_e)等物理量沿 y 方向是均匀的,沿 x 和 z 方向有差异。若将光腔沿放电方向 z 划分为若干小区(图1中 $KK'ff'$ 面积沿光轴组成的小体积)。相应的放电区内电流密度 j 为常量,电激励区外 $j=0$ 。这时

$$j = \frac{J}{[b + (\alpha - b)z/h]L}, \quad n_e = \frac{j}{v_D \cdot e}, \quad (1)$$

式中, J 为总电流, v_D 为电子迁移速率, e 为一个电子的电量。

弛豫模型如文献[6]采用三振型系统,只

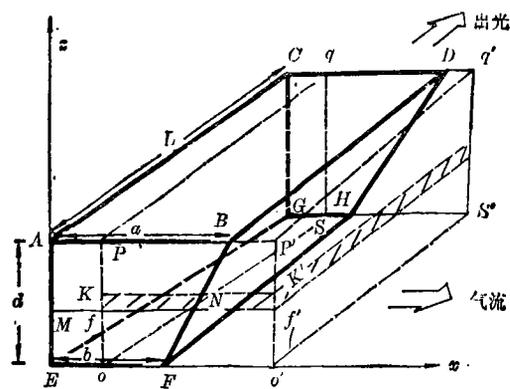


图1 横流自持放电 CO₂ 激光器模型

Fig. 1 The sketch of a self-sustained discharge model in a transverse flow CW CO₂ laser

收稿日期: 1984年4月17日; 收到修改稿日期: 1984年8月17日

是因辐射项不为零,上、下激光能级 n_3 和 n_1 的相应方程中增加了 $(dn_i/dt)_{\text{辐射}} = GI/ch\nu$ 项,其中 I 是场强, c 是光速, h 是普朗克常数, ν 是频率, G 是增益, n_i 为 i 能级粒子数, $i=1, 2, 3$, N 分别代表 $\text{CO}_2(100)$ 、 $\text{CO}_2(010)$ 、 $\text{CO}_2(001)$ 和 $\text{N}_2(\nu=1)$ 能级。

各小区中的气流如同文献[6];是当作一维、定常的理想流体,可用一维守恒方程组描述。只是因辐射项 $(dq/dx) \neq 0$, 在能量方程中增加了 $(dq/dx) = GI(G$ 为增益)项。

对于高度为 z 的各小区, 给定初条件、腔体结构、放电特性和光强, 可将弛豫方程、状态方程和一维流动守恒方程联立数字求解, 求出对应的 n_i 、 T_i 、 T 、 p 、 u 诸物理量的分布。并由上、下激光能级粒子数 n_3 、 n_1 求出对应的饱和增益值 $G = \sigma(n_3 - n_1)$ (σ 为截面)。

不同高度 z 的小区对应不同的 n_0 , 有不同的 $G \sim x$ 曲线。对所有的 z 组成 $x-z$ 平面的二维分布。改变物理参量和光强, 可得到二维分布随相应参量的变化规律。

光腔中增益和损耗的相互消长, 使光辐射达到稳定分布。由这种稳定的光强分布、输出镜的面积和耦合率, 容易求出器件的输出功率。设腔体由两平行平面的反射镜组成, 它们的反射率分别为 R_1 和 R_2 , 忽略衍射损耗, 逃逸损耗和腔中气体的吸收, 仅考虑光轴方向增益与损耗相等的稳定振荡条件, 可有三种处理办法:

$$(i) \quad G = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2)^{[7]}, \quad (2)$$

式中 L 为腔长。(2)式表示 x 、 z 二维空间中每点都满足稳定振荡条件, 相邻点互不影响。

$$(ii) \quad \int_0^w G dx = -\frac{w}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2) = GG^2^{[8]}, \quad (3)$$

其中 w 为镜宽。(3)式表示光腔各小区沿流动方向的整体振荡效应, 取 I 为常数值^[8]。此法相当于沿腔体高度作切片处理。

$$(iii) \quad \int_0^w \int_0^d G dx dz = -\frac{d \cdot w}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2), \quad (4)$$

其中 d 为电极间隙。(4)式表明整个镜面光强为常量, 考虑了整个腔体总的振荡效应。

上述办法均不能给出细致的场强分布, 但却能简单而较准确地给出光腔截面上饱和增益的二维分布, 光强和输出功率。

二、计算结果与分析

用前述的办法, 对给定的腔体结构, 可用数字求解得到以光强 I 为参量的 G 、 T_i 、 T 、 u 、 p 等物理量的二维分布。

1. $G(x, z, I)$ 沿流动方向的变化规律

图2是给定 z 以 I 为参量的 $G \sim x$ 曲线族。气流进入放电 ($I=0$) 的 MK 区, 小信号增益 G_0 沿 x 急骤增长, 并在 K 点进入与光腔重叠区 KN , 在此区内, $G \sim x$ 曲线随光强不同而不同。曲线 $1(I=0)$ 的 G_0 持续增长, 继而平缓, 并趋于饱和。当 $I \neq 0$ 时, $G \sim x$ 曲线偏离曲线 1 , 其形状因 I 强弱不同而异。

(i) 当 I 较小(曲线2), G 继续上升, 形状和曲线 1 相似, 但稍低。

(ii) 当 I 增大(曲线3), G 沿 x 相继出现一低谷和一高峰。

(iii) 当 I 较强(曲线4), G 在 $x > K$ 段迅速下降, 转而趋于某稳定值。曲线上呈现一

平台,然后下降。

(iv) 当 I 极强(曲线 5), G 曲线形状与曲线 4 相似。 G 在 $x=K$ 处陡然下降后转为缓慢下降,曲线上没有平台。

在光腔后部的 NK' 区间, 气流已流出电激励区。由于光的受激发射和碰撞弛豫双重作用下, 所有曲线呈下降趋势。 I 越大, 下降越陡。在 $x > K'$, 气流已流出光腔区, 这时 $I=0$, 所有 G_0 曲线都有某种回升现象, 最后越过峰值继续下降。

图 2 给出的 $G-I-x$ 曲线变化规律能较全面地反映横流放电 CO₂-N₂-H₂O 激光器的一些基本物理机制。气流流出电激励区后 $x > MN$, $G \sim x$ 变化规律与 GDL 相似, 可与文献[4]同样描述。即由振动传能、辐射传能及其速率在有无辐射场、辐射场强弱不同条件下引起对上、下激光能级能量供应的缓、急、充、溃而形成粒子数反转的大小予以注释[4]。

本文的特点在于有电激励区。在图 2 MK 部分, 电子将大量 CO₂、N₂ 分子泵浦到激光上能级 CO₂(001) 和 N₂($\nu=1$), 使粒子数反转并急骤增大, 引起 G_0 迅速上升。但随 x 的增大, 碰撞弛豫不断消耗上能级能量, 补充到激光下能级和平动, 使 G_0 上升减慢。这两种作用相互制约, G_0 可趋于给定电场下的饱和值。在电激励和光腔重叠区(图 2 KN 段), 情况较复杂, 电子的泵浦, 光的受激发射和 $(V-V)$, $(V-T)$ 弛豫三种因素相互竞争, 在不同 I 条件下产生了图 2 中 $G \sim x$ 曲线几种不同类型。曲线 2 I 较小, 电泵浦在 KN 区占优势, 支持 G 持续上升。当 I 增大(曲线 3), 光的受激发射和振动弛豫作用在光腔进口处已超过电泵浦的作用, 曲线呈下降趋势。但由于电泵浦仍持续积累, 结果仍能在电激励区后部再度占优势, 从而出现谷值后的上升段。曲线 4 和 5 表示强辐射作用下光的泵浦起了决定性作用。故在光腔进口处 G 陡直下降。曲线 4 的平台表明电泵浦、辐射传能和弛豫传能速度正好平衡, 使上、下激光能级的粒子数差值保持某个稳定值。在极强辐射场作用下(曲线 5)不出现这种稳定段。当 I 很大, 出口 G 很低(图 2 曲线 5), 说明腔中介质能量已得到充分利用。

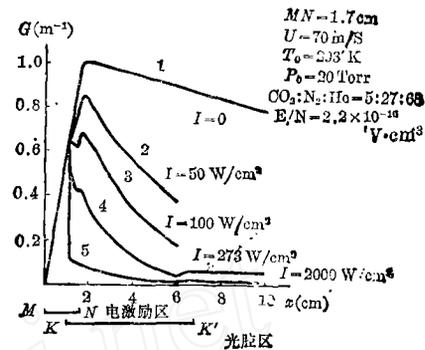


图 2 $G-I-x$ 曲线

Fig. 2 $G-I-x$ curves

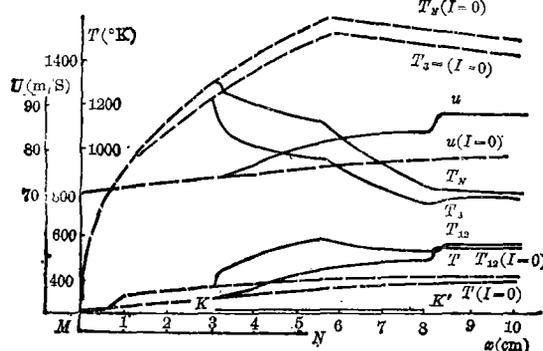


图 3 T, T_i, u 随 x 分布图

Fig. 3 T, T_i, u against x

数。当 I 很大, 辐射传能速率超过分子间 $(V-V)$, $(V-T)$ 传能速率, N₂ 能库来不及补充已

这种稳定段。当 I 很大, 出口 G 很低(图 2 曲线 5), 说明腔中介质能量已得到充分利用。

图 3 关于 T, T_i, u 诸量沿 x 的变化规律较形象地补充说明了图 2 曲线的变化趋势。图 4 中 $\Delta T_i \sim x$ 曲线形状和文献[4]的图 4 有很大的不同, $(T_N - T_0) \sim 200K$, 是文献[4]的 4~5 倍, $(T_{12} - T) \sim 50K$, 也比文献[4]高。主要是本文研究的光腔部分有电激励区(KN), 在此区域内, 快速的电子泵浦作用不断增加激光上能级的集居

消耗的 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 振型的能量, 激光下能级 $\text{CO}_2(\nu_1)$ 振型的能量亦来不及抽空, 造成 T_3 下降,

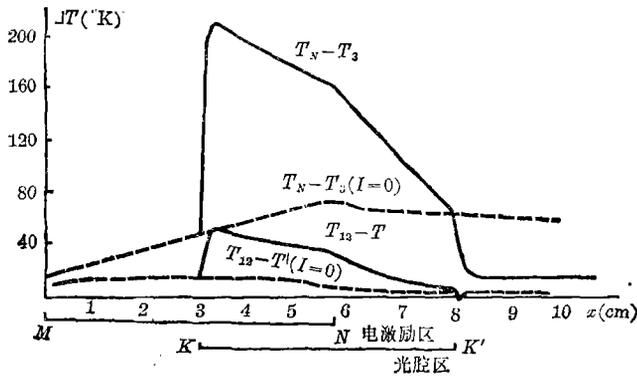


图 4 $(T_N - T_3)$ 和 $(T_{1,2} - T)$ 随 x 变化图

Fig. 4 $(T_N - T_3)$ and $(T_{1,2} - T)$ against x

图 5 反映了不同 x, I 条件下 $G \sim z$ 变化规律。各曲线均无复杂变化, 不同 x 处的曲线基本是并行的。只是 G 随 I 的增加而相应减少。图 6 表示 T_i, T, p, u 随 z 变化规律。这种变化主要来自 n_e 沿 z 的变化。 p 沿 x, z 方向基本不变, 所以把 p 看成常量是合理的近似。从图 3 中可看出, u 在下游受到加速, 但随 z 的变化不大。

图 7 是 $G(x, z)$ 的平面分布图, 在辐射场作用下分布形状和文献 [6] 有很大不同。所以不能用无辐射场时的规律分析强辐射时的光腔问题。

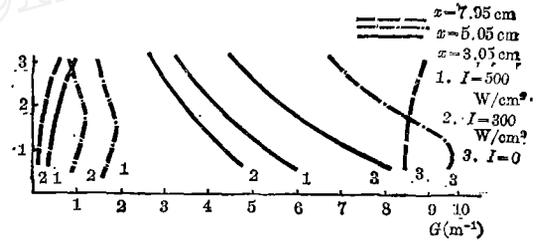


图 5 给定 I, x 条件下, G 随 z 变化情况

Fig. 5 G varies with z in different I, x conditions

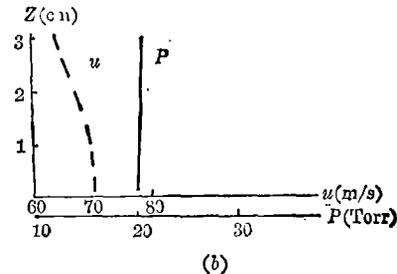
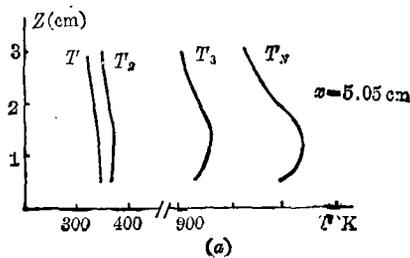


图 6 给定 I, x 条件下, T_i, T, u, p 随 z 变化规律

Fig. 6 T_i, T, u, p vary with z in different I, x conditions

3. 腔中稳定分布的光强

有了图 2 的 $G(x, z, I)$ 曲线, 选定某个稳定振荡条件, 给定镜面输出耦合度和反射率, 可确定腔中稳定分布的光强, 从而算出器件的输出功率。

依据 (2) 式, 为维持稳定振荡, 不同耦合度有不同的光强分布 (见图 8(a) 的 C_1, C_2, C_3 曲线)。对于曲线 C_2 和 C_3 在光腔进口处 ($x=K$), G 和 G_0 有一明显间断, 反映在图 8(b) 中, I 的分布在相应位置有一与实验结果不符的突变高峰, 因而一般不宜采用此法。仅当耦合

$T_{1,2}$ 上升。且在本文研究的 (E/N) 范围内 (E ——场强, N ——气体的总粒子数), 电子对 $\text{N}_2(\nu=1)$ 的泵浦速率超过对 $\text{CO}_2(\nu_3)$ 的泵浦速率, 从而出现较大的 $(T_N - T_3)$ 和 $(T_{1,2} - T)$ 。出了 KN 区, 已无电泵浦作用, 这时光腔中激光动力学和各能级间能量消长的机制就和文献 [4] 一样了。

2. $G(x, z, I)$ 等物理量沿高度 z 的变化规律

度为 C_1 , G_0 在 $x=K$ 处正好等于方程(2)的 G 值的特殊条件下, I 的突变高峰才消失, (见图 8(a) C_1 曲线), 而能得到与实验相近的结果, 文献[5]的 $G \sim x$ 分布和图 8(a)的 C_1 曲线相当, 但前者是为使 I 、 G 分布能与实际情况相似而人为地选取了拟合的正弦型的电流密度分布的结果。

在光腔下游 ($x > K'$ 区), I 骤降至零。 $G \sim x$ 曲线应有一小峰, 已如前述, 但文献[5]并未能合理地描出这一变化规律。

依据(3)式, 对于某给定 z 的小区, 方程(3)中的 $G(x)$ 就是图 2 中给定的 I 的一根曲线。对于一系列的 I 可以给出相应的 $GG2 \sim I$ 图(见方程(3)与图 9)。所以 I 是与 x 无关的一个常量, 代表该小区镜面光强的平均值。此法不能给出沿 x 的辐射场分布情况, 但却避免了按方程(2)处理时曲线上可能出现的不合理

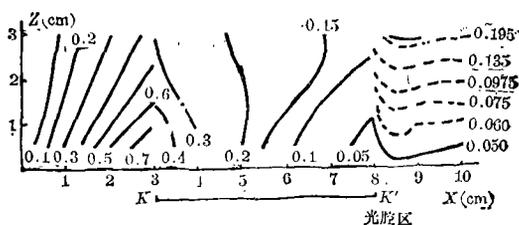


图 7 给定 I 时, G 在 $x-z$ 平面的分布
Fig. 7 The distribution of G in a $x-z$ plane at given I

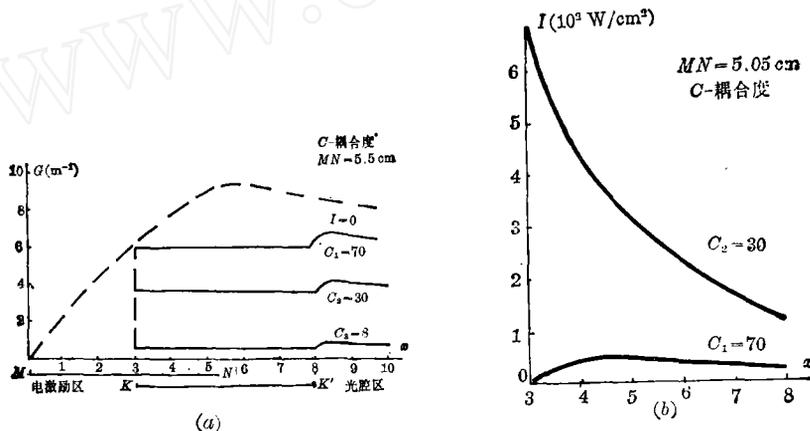


图 8 (一) 1. 条件下 $G-I-x$ 关系图
Fig. 8 The relationship between G , I and x
(a) G varies with x ; (b) I varies with x

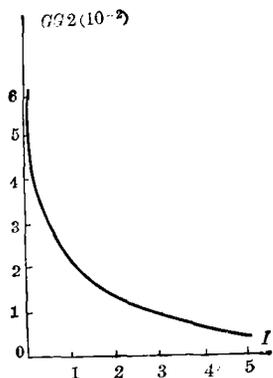


图 9 $GG2-I$ 关系图
Fig. 9 $GG2$ varies with I

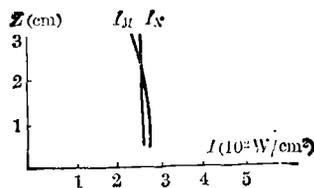


图 10 $I-z$ 关系图
Fig. 10 I varies with z

突变峰形,对所有 z 作如上处理,亦能给出腔中光强沿高度的大致分布(如图 10 所示)。镜面高度 d 和 I 曲线所包围的面积与对应耦合度的乘积,便是器件的总输出功率。

依据(4)式算出的光强 I_N (如图 10 所示),它在整个镜面上取一常数,反映了光腔整体稳定振荡的三维光腔平均值;而 I_M 则是依据(3)式算出的光强,反映了二维光腔平均值。

表 1 列出了上述三种方法对千瓦横流激光器件的计算结果。其实验条件分别为 $T_0=273\text{ K}$, $p_0=20\text{ Torr}$, $u_0=70\text{ m/sec}$, $J=10\text{ A}$, $E/N=2.2\times 10^{-16}\text{ V}\cdot\text{cm}^2$, $[\text{CO}_2]:[\text{N}_2]:[\text{He}]=5:27:68$ 。

表 1 几种理论结果和实验结果的比较

Table 1 Comparison between the theoretical results and experimental ones

方 法	实 验	方 程 (2)	方 程 (3)	方 程 (4)
功 率 (W)	~1000	1350	1201	1187

从表 1 看出,用方程(2)算出的结果比用方程(3)算出的结果高出百分之十几,尽管这两种方法算出的 $G\sim x$, $I\sim x$ 曲线有很大的差异(见图 2 和 8)。本文算出的 G 、 T 沿 z 的分布也不均匀(见图 5、6、7),但用(3)式和(4)式算出的功率十分相近。可见器件总功率对这些物理量在光腔中的分布并不敏感。所以用上述任一方法估计器件的总功率都与实验值相近,且都近似可行,能相互验证。但用本文的方法可反映 I 沿 z 的大致分布,这种分布是与电极的形状和电子密度大小和分布密切相关的。

三、结 论

本文用简单的理论模型,联系电激励横流 CO_2 激光器的电、光参量,给出器件中增益系数、振动温度等物理量的二维分布及其随光腔中光强的变化规律。所得的结果都用微观的物理机理予以注释。

采用了三种稳定振荡条件,求得腔中稳定振荡光强,并对三种结果对比、分析,评述它们各自的合理性、可靠性和适用范围。这种方法比较简便:节省计算时间,可用以研究各设计参量对器件性能的影响,制定最佳设计方案。

本文是对横流放电 CO_2 激光器具体研究的结果。但其基本规律和方法具有一定的普遍性,也能结合具体条件应用于具有放电、流动和辐射场三种因素相互作用的其它器件。

对本单位一台千瓦级器件运转条件进行运算,其结果与实验大体相符,证实本文方法的实用性。

参 考 文 献

- [1] W. W. Rigrod; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, No. 8 (Aug), 2487.
- [2] A. E. Siegman; *Appl. Optics.*, 1974, **13**, No. 12 (Dec), 2775.
- [3] A. L. Hoffman, G. C. Vlases; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 2 (Feb), 46.
- [4] 吴中祥, 严海星;《激光杂志》, 1980, **7**, No. 3 (Mar), 5.
- [5] E. Armandillo et al.; *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1980, **13**, No. 2 (Feb), 321.

- [6] 陈丽吟, 楚泽湘, 陈海韬; 《中国激光》, 1984, 11, No. 5 (May), 1.
[7] T. A. Cool; *J. Appl. Phys.*, 1969, 40, No. 9 (Aug), 3563.
[8] G. Lee; *The Phys. of Fluids.*, 1974, 17, No. 3 (Mar), 644.
[9] Douglas Hamilton; *«Principles of Laser Plasmas»*, (Edited by G. Bekefi, John Wiley & Sons, Inc., 1976), 394.

The two-dimensional saturated gain distribution and the output power in a transverse flow discharge CO₂ Laser

CHEN LIYIN CHU ZEXIANG AND WU ZHONGXIANG

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 17 April 1984; revised 17 August 1984)

Abstract

The two-dimensional distribution of saturated gain coefficient, some related physical parameters and their variation rules with the radiation intensities in a cavity are investigated in this paper. They are analysed theoretically with physical microscopic mechanism. Under three conditions or stable oscillation, the optical intensity distributions in the cavity are calculated respectively and the results are compared with each other. A simple method for selecting the optimum design parameters of a transverse laser is suggested.

(上接 127 页)

研究生和青年教师开展了氨基化合物等复杂分子红外光谱与结构的研究、有机分子的电子吸收光谱以及低温下晶体中激子光谱的研究。七十年代起,组织并指导教师、技术人员研制各种气体激光器及染料激光器,其中两项研究成果被选送参加 1978 年科学大会展览并获奖。1976 年开始,她积极建议开展超短脉冲激光及时间分辨光谱学研究,是我国在这个研究领域的最早倡导者和组织者之一。1978 年受教育部委托,筹备并主持了全国首次激光光谱研讨班。同年,创建了中山大学激光光学与光谱学研究室,组织并指导中青年教师及研究生进行各种超短激光脉冲的产生、测量方法与技术的研究,并开展了微微秒时间分辨率激光光谱学在光化学和光生物学上的应用探索,积极推动边缘交叉学科的研究。近年来,高兆兰教授指导下的研究室已培养出十多名硕士研究生和一名博士研究生,并积极与国际先进的研究机构联系,先后选送了许多位中青年教师出国进修,并逐步在建立起国际科技合作关系。由于各级领导的支持,她所领导的研究室近年来在研究工作上获得较大的进展,1984 年 6 月被国家计委和教育部选择为国家重点投资发展的超快速激光光谱学实验室。

除教学和研究本职工作外,解放后高兆兰教授多年来热心社会活动,积极参加中国物理学会广东分会、广东省科协、省妇联、省教育工会等有关科学技术教育、宣传与普及等工作。先后多次被评选为“先进工作者”、“广东省三八红旗手”以及“全国三八红旗手”(1979 年)。另外还被选为第一届中国光学学会副理事长,《光学学报》编委以及中国妇女第三届全国代表,第三届全国人民代表,第五届与第六届全国政协委员等。1983 年任国际激光会议主席团成员,同年还受聘担任教育部《光学与激光》学科 15 年发展规划组的组长。

(余振新)