

# TEA CO<sub>2</sub> 激光脉冲波形分析

楼祺洪 于澍生 丁爱臻

(中国科学院上海光机所)

## Analysis of output pulse profiles of a TEA CO<sub>2</sub> laser

Lou Chihong Yu Shusheng Ding Aizhen

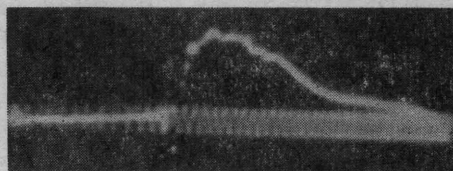
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

The output characteristics of a TEA CO<sub>2</sub> laser for various gas mixtures and various pump levels are quantitatively calculated using time-varying electron excitation coefficients. The calculation results are in good agreement with those of experiments. According to the theory of partial population inversion suggested by Polanyi, the conditions for partial population of CO<sub>2</sub> molecules are discussed. The single peak of the output pulse for gas mixtures involving N<sub>2</sub> is explained with the partial population inversion.

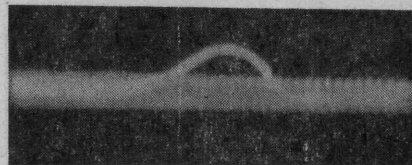
自从1970年 Beaulieu<sup>[1]</sup> 首次报导 TEA CO<sub>2</sub> 激光器以来, 这类激光器已成为激光核聚变、同位素分离、激光加工、激光雷达、激光化学等方面的有力工具。TEA CO<sub>2</sub> 激光的输出脉冲波形一般是由一个100毫微秒的增益开关脉冲及1~2微秒的尾部组成。我们用光子牵引检测器检测了紫外预电离 TEA CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[2]</sup>的脉冲波形, 观察了各种泵浦水平下的各种波形, 并采用 Manes 和 Seguin<sup>[3]</sup> 的五温度动力学模型, 分析计算了不同条件下的动力学过程, 从而解释了实验结果。

在 Manes 和 Seguin 的计算中, CO<sub>2</sub>、N<sub>2</sub> 各振动能级的电子激发系数取为常数。事实上, 根据我们用无感电阻分压测量到的电压波形(图1(a)), 自持放电过程中电场强度随时间变化, 而电子激发速率则是场强的函数。我们首先采用非麦克斯韦的电子分布函数, 计算不同场强、不同气体比份下的平均电子能量  $u_e$ , 再根据 Judd<sup>[4]</sup> 的结果推算不同场

强下的电子激发系数, 从而获得随时间变化的电子激发系数。这种电子激发系数代入朗道-泰勒方程组<sup>[3]</sup>更能反映动力学过程的实际情况, 也避免了以往计算中对电子激发系数数值选取的任意性。



(a) 电压(峰值 ~100 千伏)



(b) 电流(峰值 ~5500 安培)

图1 电压及电流波形(正弦波为时标)

收稿日期: 1979年1月12日。

用龙格-库特方法求解了包括激光振荡方程在内的微分方程组(见附录)。它们分别给出  $\text{CO}_2$  三个振动模(其特征温度分别为  $T_1, T_2, T_3$ )、 $\text{N}_2$  振动模(特征温度为  $T_4$ ) 的储能, 气体总能量(气体温度为  $T$ ) 以及激光振荡强度随时间的变化。总的计算时间为 2 微秒, 初始步长为  $2 \times 10^{-9}$  秒, 误差控制量为  $10^{-4}$ , 电子激发系数每 0.1 微秒变化一次。这种计算方法, 可以使激光输出能量的计算结果与实验值进行定量的比较; 其结果由表 1 给出。表中, 实验值是用单节紫外预电离 TEA 激光器进行的, 激光腔由全反射凹面镜及本征型锗平板组成。腔长 2 米, 工作气压为 600 毫米汞柱。为了在较宽的气体比份范围内得到较稳定的实验数据, 输入能量控制在每立升 100 焦耳。从图 2 可见, 计算值与实验值能较好地符合。作为例子, 表 1 同时给出了  $E/N = 2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup> 时, 平均电子能量  $u_r$  的计算值。因此, 可以认为采用随时间变化的电子激发系数, 能够比较定量地由测量到的电压、电流曲线, 计算激光输出的特性。

表 1 不同气体比份下的激光输出特性

CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	He	He (%)	$u_r$ (电子伏)	激光输出能量 (焦耳)		效率 (实验值)
					实验值	计算值	
3	2	10	67	0.830	17	15.1	7%
3	2	8	62	0.762	19	17.5	7.9%
3	2	6	55	0.704	21	20.7	8.7%
3	2	4	44	0.645	25	25.2	10.4%
3	2	3	38	0.610	26.5	28.9	11%
3	2	2	29	0.570	10.4*	32.8	4.3%

\* 放电局部出现弧光, 输出下降。

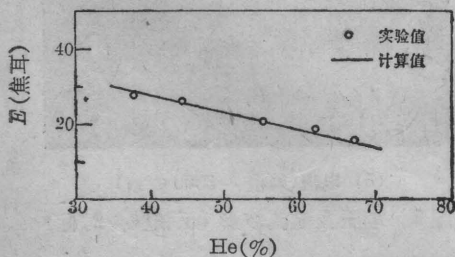


图 2 不同气体比份下的激光输出能量

图 3 给出不同泵浦能量下的激光波形照片, 我们用上述方法计算了不同泵浦水平下的波形, 能与实验很好地符合。从计算结果可见, 低泵浦水平下, 增益开关以后, 上、下激光能级粒子数差很快下降, 在泵浦继续作用下才重新建立粒子数反转, 因此呈现多峰结构。在高泵浦水平下, 上、下能级粒子数差大, 增益开关没有消耗完这些粒子数差, 而在泵浦的继续作用下呈现较大的尾部。

一般认为, 激光波形的第一个峰是增益开关脉冲, 较低的尾部是  $\text{N}_2\text{-CO}_2$  的共振激发所引起的。当不存在  $\text{N}_2$  时, 没有尾部, 如图 4(b) 的波形。但是, 我们在有  $\text{N}_2$  存在的情况下, 也发现没有尾部的单峰波形(见图 4(a)), 此时,  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:2:8$ 。根据我们实验上的结果, 它大部分在泵浦水平低, 或者腔内损耗大, 腔失调时出现。为此我们在激光腔振荡方程中引入损耗项, 将 Manes 和 Seguin<sup>[3]</sup> 的  $-\ln R$  项以  $(2\gamma L - \ln R)$  代替, 其中  $R$  为输出窗口的反射率,  $L$  为腔长,  $\gamma$  为损耗系数。图 5 给出引入损耗项对激光波形及粒子数分布的影响。图 5(a) 是未引入损耗项时的计算结果, 在整个振荡过程中  $N_{001} > N_{100}$ ; 图 5(b) 是引入损耗项的结果, 计算中取  $R = 0.46$ ,  $L = 200$ ,  $\gamma = -0.15\%$  / 厘米。除了增益开关部分出现大的粒子数反转以外, 后面部分  $N_{001} < N_{100}$ , 振动能级之间已不存在粒子数反转, 但激光仍发生于—对旋转能级之间, 这属于 Polanyi<sup>[5]</sup> 讨论过的部分反转情况。下面我们来讨论多原子分子产生部分反转的条件。

令  $N_{001, J'}$  表示  $N_{001}$  能级中转动量子数为  $J'$  的子能级粒子数,  $N_{100, J}$  表示  $N_{100}$  能级中转动量子数为  $J$  的子能级粒子数。粒子数反转的条件为  $\frac{N_{001, J'}}{2J'+1} > \frac{N_{100, J}}{2J+1}$ , 如果二个振动能级的转动温度相等, 且等于气体温度<sup>[6]</sup>, 则反转条件为:

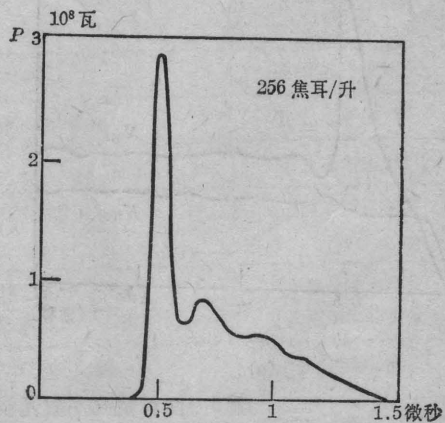
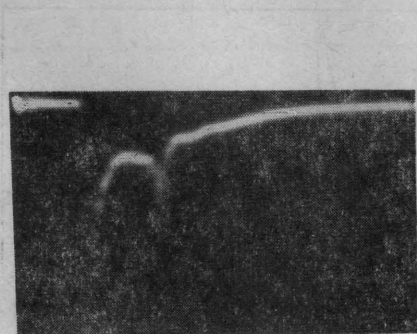
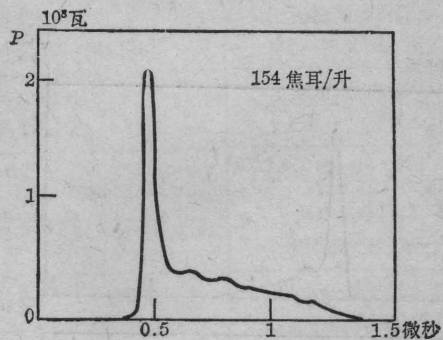
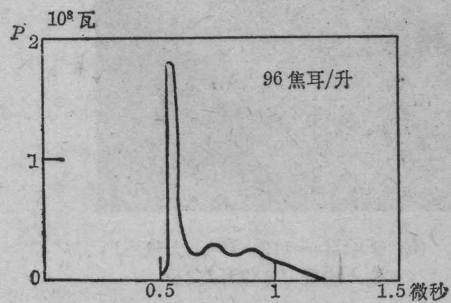
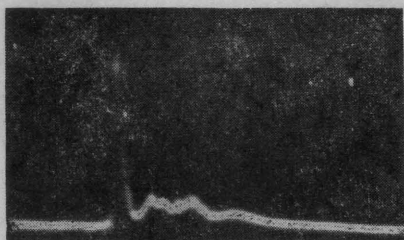
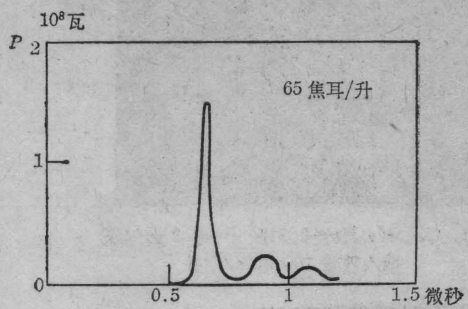
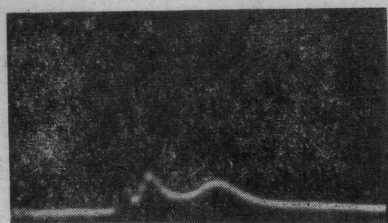
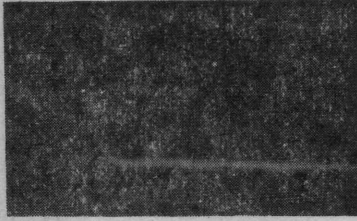


图3 不同泵浦水平下的激光波形(左: 实验照片;右: 计算波形)



(a) CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He=3:2:8 P=0.8 大气压  
输入能量 100 焦耳/立升



(b) CO<sub>2</sub>:He=1:9 P=1 大气压  
输入能量 100 焦耳/立升

图 4 单峰激光输出波形

(a) 含 N<sub>2</sub> 的单峰波形; (b) 不含 N<sub>2</sub> 的单峰波形  
(横坐标: 0.5 微秒/格)

$$\ln \frac{N_{001}}{N_{100}} > \frac{hc}{kT} [B_{r,001} J'(J'+1) - B_{r,100} J(J+1)] + \ln \frac{B_{r,100}}{B_{r,001}} \quad (1)$$

式中  $B_{r,001}$  和  $B_{r,100}$  为二个能级的转动常数,  $h$  为普朗克常数,  $c$  为光速,  $k$  为玻尔兹曼常数。在我们计算采用的动力学模型中, 每个振动模内粒子数分布服从玻尔兹曼分布, CO<sub>2</sub>  $\nu_3$  和  $\nu_1$  振动模的特征温度分别为  $T_3$  和  $T_1$ 。

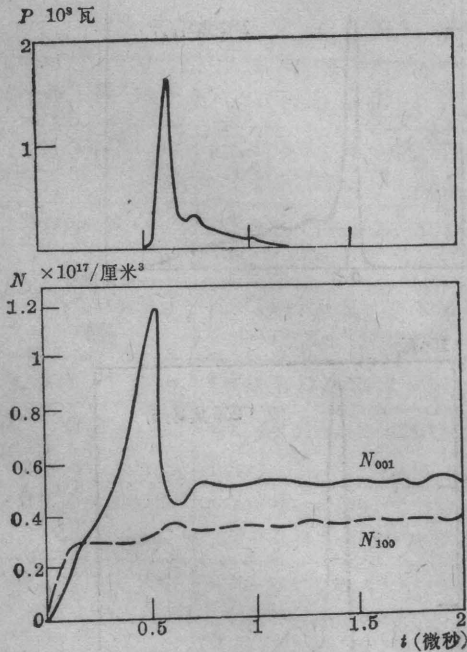
$$N_{001} = \frac{N_{CO_2}}{S_\nu} \exp(-h\nu_3/kT_3) \quad (2)$$

$$N_{100} = \frac{N_{CO_2}}{S_\nu} \exp(-h\nu_1/kT_1) \quad (3)$$

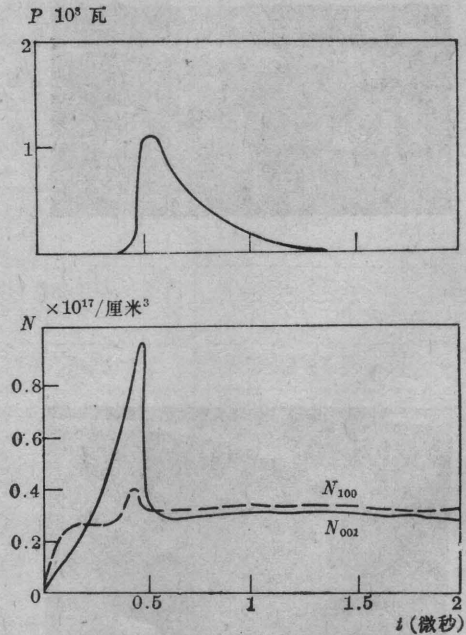
$$S_\nu = [1 - \exp(-h\nu_1/kT_1)] \times [1 - \exp(-h\nu_2/kT_2)]^2 \times [1 - \exp(-h\nu_3/kT_3)] \quad (4)$$

由 (2)、(3) 可得:

$$\ln \frac{N_{001}}{N_{100}} = \frac{h\nu_1}{kT_1} - \frac{h\nu_3}{kT_3} \quad (5)$$



(a)



(b)

图 5 两种情况下激光波形、粒子数分布随时间的变化

输入能量: 100 焦耳/立升; CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He=3:2:8; P=0.8 大气压; R=0.46; L=2 米。

(a) 全反转情况; (b) 部分反转情况。取  $\gamma=0.15\%/厘米$

## 附 录

在 TEA CO<sub>2</sub> 激光器中, 当输入能量不高时 (小于每立升 200 焦耳), 工作气体的升温不大, 并且  $T_1 \approx T$ , 由 (1) 和 (5), 我们可以得到三原子分子 CO<sub>2</sub> 激光能级之间部分反转的条件:

(1)  $P$  支, 令  $B_r \approx B_{r,001} \approx B_{r,100}$ ,

$$\frac{h\nu_1}{h\nu_3} < \frac{T}{T_3} < \frac{h\nu_1 + 2JB_r hc}{h\nu_3} \quad (6)$$

(2)  $Q$  支,  $B_{r,001}$  与  $B_{r,100}$  之间差别不能忽略,

$$(B_{r,100} - B_{r,001})J(J+1) > T \ln \frac{B_{r,100}}{B_{r,001}} \quad (7)$$

例如  $T=300\text{K}$ , 要求  $J \geq 23$ .

(3)  $R$  支不可能出现部分反转。

根据以上判断, 我们发现对于  $P$  支在数值模拟计算中, 只要  $T_3$  满足条件 (6), 就会出现部分反转, 表 2 给出它的结果。

表 2 产生全反转及部分反转的条件 ( $P$  支)

反转类型	$T=315\text{K}$ 时 $T_3$ 允许范围	$T_3$ 计算值	$N_{001}$ ( $\frac{10^{+17}}{\text{厘米}^3}$ )	$N_{100}$ ( $\frac{10^{+17}}{\text{厘米}^3}$ )	备注
部分反转	$550\text{K} < T_3 < 560\text{K}$	552K	0.3424	0.3533	见图 5(b)
全反转	$T_3 > 560\text{K}$	576K	0.4422	0.3544	见图 5(a)

由上表可知, 在有  $N_2$  存在时, 产生峰值功率较低的单峰波形时, 在泵浦后期出现粒子数部分反转的情况。

总之, 我们采用含时间变化的电子激发系数定量计算了不同气体比份下激光输出的能量, 并能与实验较好地符合。同时计算了不同泵浦水平下的激光输出波形, 解释了实验中观察到的各种波形。最后, 我们根据 Polanyi 的部分反转机构, 讨论了三原子 CO<sub>2</sub> 分子的部分反转条件, 解释了含  $N_2$  时的单峰波形, 它与计算机数值模拟结果能很好地符合。

令  $E_1$ 、 $E_2$  和  $E_3$  分别表示 CO<sub>2</sub> 对称振动、形变振动和反对称振动模的储能密度,  $E_4$  表示  $N_2$  振动模的储能密度 (单位为尔格/厘米<sup>3</sup>)。

$$E_i = \frac{g_i N_{\text{CO}_2} h\nu_i}{\exp\left(\frac{h\nu_i}{kT_i}\right) - 1} \quad (i=1, 2, 3) \quad (1)$$

$$E_4 = \frac{N_{N_2} h\nu_4}{\exp\left(\frac{h\nu_4}{kT_4}\right) - 1} \quad (2)$$

式中,  $N_{\text{CO}_2}$  和  $N_{N_2}$  分别表示 CO<sub>2</sub> 和  $N_2$  分子的数密度;  $h\nu_1$ 、 $h\nu_2$  和  $h\nu_3$  分别相应于 1388 厘米<sup>-1</sup>、667 厘米<sup>-1</sup> 和 2349 厘米<sup>-1</sup>;  $h\nu_4$  相应于 2331 厘米<sup>-1</sup>。单位体积气体总能量为  $E$

$$E = \left( \frac{5}{2} N_{\text{CO}_2} + \frac{5}{2} N_{N_2} + \frac{3}{2} N_{\text{He}} \right) kT \quad (3)$$

式中  $N_{\text{He}}$  为 He 气的数密度。  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$ 、 $E_4$  和  $E$  满足下列方程组:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_1 x_1 - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} \\ & - \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \left( \frac{h\nu_1}{h\nu_3} \right) \\ & \times \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ & + h\nu_1 \Delta N W I_v \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_2 x_2 + \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} \\ & - \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left( \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \right) \\ & \times \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_3 x_3 - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ & + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} - h\nu_3 \Delta N W I_v; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) N_{N_2} h\nu_4 x_4 - \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)}; \quad (7)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left(1 - \frac{h\nu_2}{h\nu_3} - \frac{h\nu_1}{h\nu_3}\right) \times \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)}; \quad (8)$$

式中  $N_e(t)$  为电子密度,  $\alpha_i$  为电子激发系数;  $E_i^e(T_i)$  为  $T_i$  时  $E_i$  的平衡值 ( $i=1, 2, 4$ );  $E_3^e(T, T_1, T_2)$  为  $E_3$  的平衡值。  $\tau_{10}$ 、 $\tau_{20}$ 、 $\tau_{12}$ 、 $\tau_{43}$  和  $\tau_3$  是各能级之间的弛豫时间;  $\Delta N$  为激光上、下振动能级之间的粒子数差;  $W$  为谱线中心的受激发射速率(以上表达式均可见 [3])。腔内激光场的强度  $I_v$  满足方程:

$$\frac{dI_v}{dt} = -\frac{I_v}{\tau_c} + c\nu_L h \Delta N W I_v + W_s \quad (9)$$

式中,  $W_s$  为自发辐射项;  $\nu_L$  为激光频率;

$$\tau_c = \frac{2L}{C} \left( \frac{1}{2\gamma L - \ln R_1 R_2} \right) \quad (10)$$

为激光腔寿命。其中  $L$  为激光腔长;  $R_1$ 、 $R_2$  分别为二端腔片的反射率, 一般  $R_1=1$ ;  $R_2$  为输出片反射率, 取  $R=R_2$ 。

方程(4)~(9)就是计算中使用的一组一阶常微分方程组。

### 参 考 文 献

- [1] J. A. Beaulieu; *Laser Focus*, **6**, No.2(1970), 14.
- [2] 蔡英时, 楼祺洪, 丁爱臻; 《激光》; 1979, **6**, No. 2, 25.
- [3] K. R. Manes, H. J. Seguin; *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 5073.
- [4] O. P. Judd; *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 4572.
- [5] J. C. Polanyi; *Appl. Opt.*, Supplement on chemical laser (1965), 109.
- [6] R. J. Harrach, T. H. Einwohner; USAEC UCRL-51399.

## He-Ne 激光治疗渗出性中耳炎

渗出性中耳炎在耳科中是一种常见病。我们在临床实践中看到低能量 He-Ne 激光对炎症有较好的作用, 特别对炎症的渗出有较明显的效果。通过 50 例临床试验观察, 对渗出性中耳炎的治疗, He-Ne 激光可以提供一个新的途径。

现将自 1978~1979 年 2 月共 50 例 60 只耳的治疗情况介绍如下。

病例选择: 多数病例是发病多年, 反复发病未能治愈的。病程从一周至 30 年。男 36 例, 女 14 例, 共 50 例, 60 只耳。发病年龄 5~69 岁。

照射方法:

He-Ne 激光束, 功率 20~25 毫瓦, 时间 8~10 分钟, 最长 15 分钟。10 次为一疗程。

在没有光导纤维的条件下, 操作者是比较困难的, 首先应将耳道清洁, 用适当耳镜插入外耳口, 光束从 80~100 厘米距离处对准耳道口, 在治疗中随时调整光束。否则光束偏离, 达不到治疗的目的。

在有光导纤维后, 操作方法就比较简便了, 只需要把光导头送入耳道内照射即可。不过光导纤维对激光能量损耗较大, 约 60%。如中耳渗液较多时可

加乳突部照射。

疗效统计见表。

	病 例	耳(只)	%
治愈	18	23	38.3
好转	19	20	33.3
无效	9	11	18.3
停疗	6	6	10.0

低能量 He-Ne 激光对渗出性中耳炎的疗效是较好的, 光束若能对准鼓膜, 则疗效更为满意。关于其作用机制, 目前尚无定论。Крылов(1978 年)指出激光对炎症的作用机理, 一方面是刺激机体的防卫能力, 表现为免疫功能的加强, 交感-肾上腺系统活力增高, 另一方面是皮肤及肌肉内核糖核酸与糖原含量的明显增多。McGuff 1966 年用红宝石、钕和氦-氖激光照射一些革兰氏阴性和阳性菌, 发现绿脓杆菌色素形成, 普通变形杆菌生长性质改变, 而两种阳性菌无变化, 表明阴、阳性菌细胞膜化学成分不同。

(北京第二医学院附属工农兵医院 郭长焕执笔)