

# 用于遥感探测大气水气分布的 电光快速调谐红宝石激光器

赵燕曾 伍少明 金惠淑 张春林 黄忠芳 黄其荣

(中国科学院大气物理所)

**提要:** 研制了一种电光快速调谐红宝石激光器。方解石-KDP 晶体组成快速调谐部件, F-P 共振选频元件用于进一步精确控制波长, 并形成阶跃式的调谐曲线, 在一次点火中即能输出波长不同的两个脉冲。文中对激光器工作原理和调谐特性作了详细分析。

## An electro-optically fast tuning ruby laser for water vapor sounding in atmosphere

Zhao Yanzen, Wu Shaomin, Jin Huishu Zhang Chunlin  
Huang Zhongfang, Huang Qirong

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

**Abstract:** An electro-optically fast-tuning ruby laser, which consists of a calcite-KDP crystal as the fast-tuning component and a Fabry-Perot resonant frequency selector as the fine wavelength controller, has been developed for a differential absorption lidar (DIAL) system for water vapor sounding in the atmosphere. The laser has stepwise tuning characteristics and emits two pulses in a single shot, with the first pulse tuned at the center of an absorption line of the water vapor and the second one in the nearby valley. Operation theory and tuning characteristics of the laser are discussed in detail.

### 一、引言

用可调谐激光器作为发射源的 DIAL 的概念是 Schotland 在 1964 年首先提出的<sup>[1]</sup>, 他利用一台温度调谐的红宝石激光雷达, 对探测大气水气分布作了很有意义的初步尝试。从技术上说, 早年的激光雷达多使用红

宝石激光器, 在它的波长范围内恰好有几条强度适中的水气振转谱线<sup>[2]</sup>, 因而比较容易实现 DIAL 探测。作者在以往研制 Mie 散射激光雷达<sup>[3]</sup> 及染料调 Q 红宝石激光器<sup>[4]</sup> 的基础上, 研制了测水气的 DIAL 系统, 其核心部分是一台电光快速可调谐红宝石激光器, 一次点火中在 100~300  $\mu\text{s}$  的间隔内相继发出

收稿日期: 1984 年 5 月 30 日。

两个波长不同的脉冲, 波长稳定性优于  $0.015 \text{ \AA}$ 。本文以下各节将叙述差分吸收法原理对器件的要求, 器件的结构和工作原理, 并对调谐特性作详细讨论。

## 二、差分吸收法原理对激光器的要求及调谐方式的选择

差分吸收法是利用被测气体在不同波长上吸收系数的差异, 通过对应波长上大气散射回波的比较, 提取该成分含量空间分布的信息。

若选择两种激光波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$ ,  $\lambda_1$  在水气某吸收线的中心,  $\lambda_2$  在相邻的吸收谷中, 则相应的大气散射回波满足方程

$$V_1(r) = \frac{C_1 E_1}{r^2} \beta \pi_1(r) e^{-2 \int_0^r [\sigma_1(r') + \alpha_1 N(r')] dr'}$$

$$V_2(r) = \frac{C_2 E_2}{r^2} \beta \pi_2(r) e^{-2 \int_0^r [\sigma_2(r') + \alpha_2 N(r')] dr'}$$
(1)

式中  $V_i(r)$  ( $i=1, 2$ ) 是回波幅度,  $r$  是距离,  $C_i$  是仪器常数,  $E_i$  是发射能量,  $\beta \pi_i$  是大气后向散射系数,  $\sigma_i$  是大气消光系数,  $\alpha_i$  是水气分子吸收截面,  $N(r)$  是水气分子数密度。

若两种波长激光相继发射的时间之差  $\Delta t$  很短, 光路中大气散射元的分布基本不变 (即满足“冻结大气”条件), 而且波长间隔  $\Delta \lambda$  也足够小, 使得散射特性的差异可以忽略, 则近似地有

$$\beta \pi_1 = \beta \pi_2, \quad \sigma_1 = \sigma_2。$$

将(1)式中两等式的左右两边分别相除后取对数并对距离作差分, 即得

$$\bar{N}(r) = \frac{1}{2(\alpha_1 - \alpha_2) \Delta r} \times \left[ \ln \frac{V_1(r)}{V_1(r + \Delta r)} - \ln \frac{V_2(r)}{V_2(r + \Delta r)} \right]$$
(2)

由上可见, DIAL 原理对激光器的基本要求是:

1) 快速调谐: 为满足  $\beta \pi_1 = \beta \pi_2$ ,  $\sigma_1 = \sigma_2$ , 据 Schotland 分析<sup>[6]</sup>, 应有  $\Delta \lambda < 1 \text{ \AA}$ ,  $\Delta t < 1 \text{ ms}$ 。

2) 高精度调谐: 红宝石激光波长范围内可利用的水气振转线 ( $6942.15 \text{ \AA}$ ,  $6943.83 \text{ \AA}$ ) 的线宽在常温常压下仅  $0.1 \text{ \AA}$  左右 (见 Zuev<sup>[6]</sup>),  $\lambda_1$  对线中心的偏离及随机起伏的均方差要  $< 0.02 \text{ \AA}$ , 它的重复性也必须达到这一要求, 才能适应低层大气水气探测的需要。

红宝石激光器发射波长随其温度升高而向长波移动, 因而温度调谐是比较容易想到而且是最早实现的方案。但改变温度时系统热平衡时间常长达数分钟 (例如 Zuev<sup>[7]</sup>), 对 DIAL 系统来说是一个麻烦的问题, 所以 Werner 等人<sup>[8]</sup> 是用两台温度调谐红宝石激光器和两套接收系统来组成 DIAL 的。这样做显然设备相当庞大。

Smith 等<sup>[9]</sup> 曾建议用受激 Raman 激光器, 其优点是可用一台激光器同时发射两种波长, 但仍需两套探测器和瞬态波形记录系统。此外,  $\Delta \alpha$  很大, 通常有几百埃,  $\beta \pi$  和  $\sigma$  的波长变化需作订正。由于订正的近似性质, 不可避免会引进误差。

在作者采用的电光快速调谐方案中, 由于  $\Delta \lambda < 1 \text{ \AA}$ , 而脉冲时间间隔  $\Delta t$  仅  $100 \sim 300 \mu\text{s}$ , 故  $\sigma$  和  $\beta \pi$  的波长变化和时间变化均可消除。同时, 由于  $\Delta \lambda$  小于接收系统滤波器带宽, 而  $\Delta t$  又足够大, 使得对应的大气回波 (通常延续几十微秒) 不至于重叠, 用一套接收系统就可以处理两个脉冲的回波, 从而原则上可以实现以一台激光器一次点火就测得水气沿光路的分布。

## 三、电光快速调谐红宝石激光器的结构和运转方式

利用双折射效应的偏振滤光器 (Lyot 滤光器) 早已用于天文望远镜作为窄带滤光器,

但作为选频元件用于红宝石激光器则是 Cirko vic<sup>[10]</sup> 首先实现的。Zuev 等人<sup>[11]</sup> 进一步在方解石之外加上了 KDP 晶体，在锯齿波电压的调制下实现了一次点火中波长的快速变化，但波长变化不可控，需随时监测，故仅用于室内吸收光谱测量。

作者在上述工作基础上，将双折射-电光晶体的快速调谐与染料调 Q 的选模性能结合起来，实现了波长的精确控制和快速调节。激光器结构及实验光路如图 1 所示。

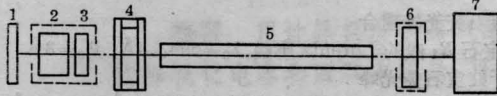


图 1 激光器结构及实验光路

1—全反射镜；2—KDP 晶体；3—方解石片；4—染料盒(隐花菁乙醇溶液)；5—红宝石棒( $\phi 7 \times 80 \text{mm}$ )；6—FP 共振选频器(共振输出镜或倾斜标准具)；7—测激光波长的复合式平面 F-P 干涉仪(量程 $\sim 4 \text{\AA}$ ，精度 $\sim 0.005 \text{\AA}$ )

红宝石 5 是  $\phi 7 \times 80 \text{mm}$  的  $90^\circ$  棒，用双灯双椭圆腔泵浦，并通过循环水冷系统控制其温度(水温的起伏量约  $\pm 0.5^\circ \text{C}$ )。方解石片 3 和 KDP 晶体 2 组成快速调谐部件，置于全反射镜 1 和染料调 Q 开关 4 之间。方解石厚 4.3 mm，光轴平行于通光表面，并与红宝石光轴成  $45^\circ$ ，由恒温炉调节和控制其温度。KDP 晶体的  $z$  轴与通光面垂直，并加有纵向电场，加电场后形成的新光轴与方解石光轴平行，F-P 共振选频器 6 可以是共振输出镜，也可以是倾斜实心标准具。通过恒温炉的调节可以使它的多光束干涉共振峰之一对准水气吸收线中心  $6943.8 \text{\AA}$ ，而其他相邻的共振峰在吸收线之外。激光波长是用自制的复合式平面 F-P 干涉仪<sup>[12]</sup> 测量的，量程约  $4 \text{\AA}$ ，精度可达  $0.005 \text{\AA}$ 。

在染料 Q 开关和晶体组合的共同作用下，器件输出单频激光，而由于共振选频器(以下简称 RFS)的分立的共振峰，激光波长的变化不是连续的。改变方解石温度( $T_o$ )和 KDP 电压( $V_k$ )，可以调节晶体组双光束干涉

的共振波长( $\lambda_c$ )，从而调节激光波长( $\lambda$ )。

事先适当地选择  $T_o$  和  $V_k$ ，使得  $T_o = T_o^*$ 、 $V_k = V_k^*$  时， $\lambda = 6943.8 \text{\AA}$ ，而  $T_o = T_o^*$ 、 $V_k = 0$  时， $\lambda \sim 6943.0 \text{\AA}$ 。以足够的光泵能量使器件在双脉冲状态运转，并在 KDP 上加直流高压  $V_k^*$ ，于是第一脉冲的波长  $\lambda_1 = 6943.8 \text{\AA}$ 。将第一脉冲的部分能量转换为电信号，用以触发陶瓷闸流管使 KDP 退高压，并维持  $V_k \approx 0$  直到第二个脉冲出现，此时  $\lambda_2 \approx 6943.0 \text{\AA}$ 。激光器工作过程中 KDP 电压随时间的变化及其与激光脉冲出现时间的对应关系见图 2。

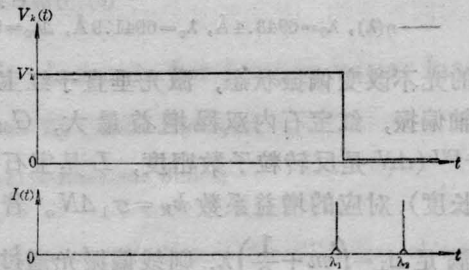


图 2 KDP 电压随时间的变化及其与激光脉冲出现时间的对应关系

#### 四、调谐原理及调谐特性

红宝石是有强烈二色性的晶体，对于垂直于光轴和平行于光轴的偏振光，吸收截面  $\sigma_\perp$  和  $\sigma_\parallel$  大不相同。在  $R_\perp$  线上前者比后者大一个量级。因而在通常情形下， $90^\circ$  或  $60^\circ$  红宝石激光器的输出都在垂直于光轴的方向上偏振，偏振度接近 100%。由于上述特性，在红宝石激光器中加入光轴与其成  $45^\circ$  的方解石片后，红宝石中光的增益将因偏振状态的变化而受到调制。

若激光波长  $\lambda$  满足方解石的双光束干涉共振条件，即两次通过方解石后  $o$  光和  $e$  光的程差满足

$$4d = 2(n_o - n_e)d = m\lambda \quad (3)$$

(式中  $n_o$  和  $n_e$  分别是  $o$  光和  $e$  光的折射率， $d$  是方解石厚度， $m$  是正整数)，则透过方解

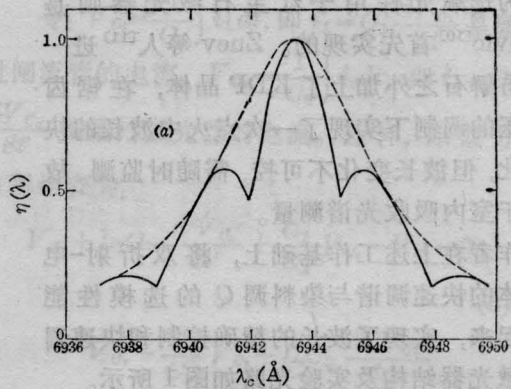
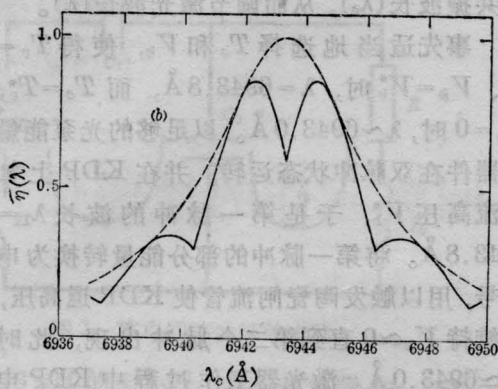


图3 相对增益系数  $\eta(\lambda)$  随波长的变化

- (a) 方解石共振峰与红宝石荧光峰重合  
 —— $\eta(\lambda)$ ,  $\lambda_0=6943.4 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_c=6943.4 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_c=3 \text{ \AA}$  ——红宝石  $R_1$  线的 Lorentz 廓线,  $\lambda_0=6943.4 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_0=3 \text{ \AA}$   
 (b) 方解石共振峰对称于红宝石荧光峰  
 —— $\eta(\lambda)$ ,  $\lambda_0=6943.4 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_c=6941.9 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_c=3 \text{ \AA}$  ——红宝石  $R_1$  线的 Lorentz 廓线,  $\lambda_0=6943.4 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_0=3 \text{ \AA}$

石的光不改变偏振状态, 激光垂直于红宝石光轴偏振, 红宝石内双程增益最大,  $G_M = e^{2\sigma_1 \Delta N L}$  ( $\Delta N$  是反转粒子数密度,  $L$  是宝石有效长度), 对应的增益系数  $k_M = \sigma_1 \Delta N$ 。若波长满足  $\Delta_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$ , 则线偏振光通过方解石后, 偏振方向旋转  $90^\circ$ , 因而初始状态为垂直于光轴的线偏振光在腔内往返时将交替地在垂直和平行于宝石光轴的方向偏振, 有最小的双程增益,  $G_m = e^{(\sigma_1 + \sigma_r) \Delta N L} \simeq e^{\sigma_1 \Delta N L}$ , 对应的增益系数为  $k_m = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_r) \Delta N$ 。在其他中间状态下, 线偏振通过方解石后变为椭圆偏振, 其等效增益系数  $\tilde{k} = \ln G / 2L$ ,  $k_m < \tilde{k} < k_M$ 。

为定量分析方解石的调制作用, 利用 Jones 算子<sup>[13]</sup> 计算了等效增益系数  $\tilde{k}(\lambda)$  和相对增益系数  $\eta(\lambda) = \tilde{k}(\lambda) / k_M(\lambda_0)$ ,  $\lambda_0$  是红宝石  $R_1$  线中心波长。计算时取方解石的自由谱区  $\Delta\lambda_c$  为  $3 \text{ \AA}$ , 红宝石  $\sigma_r / \sigma_1 = 0.2$ ,  $\lambda_0 = 6943.4 \text{ \AA}$ , Lorentz 半宽度  $\Delta\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$ , 所得结果绘于图3。

图3表明了方解石对激光器增益的调制作用,  $\eta(\lambda)$  明显地不同于  $R_1$  线的 Lorentz 线型, 出现了以  $\Delta\lambda_c$  为周期的波动, 并且随方解石共振波长  $\lambda_c$  而变。但  $\eta(\lambda)$  的波动

并不象 Cirkovic 所预计那样正比于  $\cos^2 \theta$  ( $\theta = \frac{\lambda - \lambda_c}{\Delta\lambda_c} \pi$ ), 特别是在  $\theta = \frac{\pi}{2}$  时,  $\eta \neq 0$ , 而且一阶导数不连续, 与  $\cos^2 \theta$  的行为很不相同, 这是由于  $\sigma_r \neq 0$  所致。因此红宝石激光器中的方解石片不完全等效于 Lyot 滤光片。但在  $\lambda_c$  附近, 曲线与  $\cos^2 \theta$  比较接近。

在染料调 Q 器件中, 由于被动开关的选模作用, 在略微不平行的谐振腔中, 激光器输出单频激光, 波长位于  $\eta(\lambda)$  的最大值  $\lambda_m$  上, 而  $\lambda_m$  随  $\lambda_c$  而变, 所以利用  $\lambda_c$  的变化可以调谐激光波长。对方解石而言, 调节  $\lambda_c$  的方法就是改变温度。

在方解石之外加上 KDP, 即可在  $\Delta_1$  之上叠加一受电场控制的附加光程差  $\Delta_2$ ,  $\Delta_2 =$

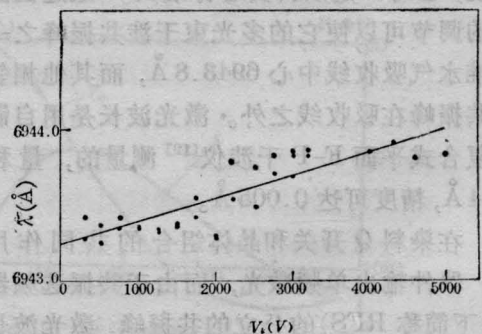


图4 方解石-KDP 组合作用下的  $\lambda-V_c$  曲线 ( $\Delta\lambda_c=3.3 \text{ \AA}$ , 输出镜两表面夹角  $4.5^\circ$ )

$2\gamma_{63}V_k$  ( $\gamma_{63}$  是电光系数), 从而使  $\lambda_c$  快速变化。通常  $\Delta_2 \ll \lambda$ , 因而方解石-KDP 组合的自由光谱区  $\Delta\lambda_c$  仍取决于方解石的参数。

晶体组合虽能快速调谐波长, 但因  $\Delta\lambda_c$  与红宝石线宽  $\Delta\lambda_0$  相近,  $\eta(\lambda)$  最高峰的波长  $\lambda_m$  易受红宝石温度变化的影响, 激光波长不够稳定。实验表明, 腔内无其他选频元件时,  $\lambda-V_k$  曲线接近一直线, 但均方差可高达  $0.04 \sim 0.06 \text{ \AA}$ , 见图 4。

腔内加上 RFS 后可大为改善波长的稳定性, 达到  $0.015 \text{ \AA}$ 。此时, 若连续改变  $\lambda_c$ , 激光波长将依次在 RFS 的共振峰上振荡,  $\lambda-V_k$  和  $\lambda-T_c$  曲线呈阶梯状, 见图 5 及图 6。

实验表明, 这种阶跃式的调谐曲线有以下特性:

1. 加大  $\lambda_c$  时(通过降低  $T_c$  或在适当的电场方向上增加  $V_k$ ), 波长将阶跃式地向长波变化, 直至调谐曲线的最高台阶 ( $\lambda = \lambda_n$ ), 而后在某一临界区域突然落下几级, 回到调谐曲线的最低台阶 ( $\lambda = \lambda_i$ )。再增大  $\lambda_c$  时, 则  $\lambda$  上跳的过程又周而复始。 $\lambda_n - \lambda_i$  即调谐的最大范围。

2. 调谐曲线的周期决定于方解石的自由谱区  $\Delta\lambda_c$ 。由方解石的温度系数、KDP 的半波电压  $V_{1/2}$  可以算出  $\lambda-T_c$  曲线的周期  $\Delta T_c$  和  $\lambda-V_k$  曲线上的周期  $\Delta V_k$ :

$$\Delta T_c = \Delta\lambda_c / \left| \frac{d\lambda_c}{dT_c} \right|, \quad \Delta V_k = V_{1/2} \quad (4)$$

由方解石厚度和折射率算出我们的器件中  $\Delta\lambda_c = 3.3 \text{ \AA}$ , 再根据  $\frac{d\lambda_c}{dT_c}$  值算出  $\Delta T_c = 8.3 \pm 0.6^\circ\text{C}$ 。实验测出  $\Delta T_c \approx 7.5^\circ\text{C}$ , 计算值与实验值相当符合。

3. 每一“台阶”的高度基本上等于 RFS 的自由谱区  $\Delta\lambda_r$ 。在“台阶”的两端, 若  $\Delta\lambda_r$  相当大, 谐振峰有相当宽度, 则波长有微小的偏移, 这是由红宝石增益曲线对  $\lambda_r$  的索引所致。

4. 每一台阶的中心部分是波长的稳定区而两端则是跃变区。对应于波长跃变的临界温度或电压并非一个点, 而是有一定宽度的区域, 我们称之为“过渡区”。在波长  $\lambda_i$  到  $\lambda_{i+1}$  的过渡区中, 随着  $\lambda_c$  的加大,  $\lambda_i$  的概率由

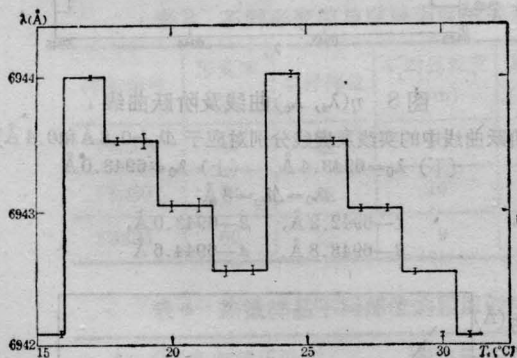


图 5 阶跃式的  $\lambda-T_c$  曲线  
( $\Delta\lambda_c = 3.3 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_r = 0.5 \text{ \AA}$ , 输出镜为未镀膜的平行玻璃片)

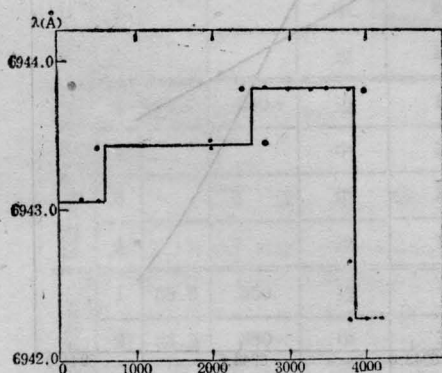


图 6 阶跃式的  $\lambda-V_k$  曲线  
( $\Delta\lambda_c = 3.3 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_r = 0.37 \text{ \AA}$ )

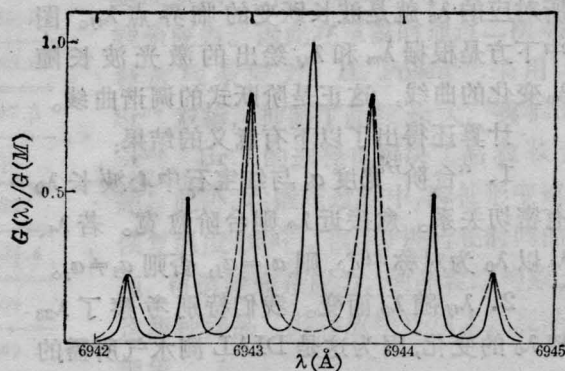


图 7 在 RFS 作用下的相对增益曲线

—  $\Delta\lambda_r = 0.4 \text{ \AA}$ ,    - -  $\Delta\lambda_r = 0.8 \text{ \AA}$   
 $\Delta\lambda_c = \Delta\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_0 = \lambda_c = 6943.4 \text{ \AA}$ ,  $F = 4$

1变为0, 而 $\lambda_{i+1}$ 出现的概率则由0变为1。在温度控制较好、波长距离 $\lambda_0$ 不远时, $T_c$ 的过渡区 $\leq 0.5^\circ\text{C}$ ,  $V_k$ 的过渡区 $\leq 500\text{V}$ 。

5. 红宝石温度对于过渡区的位置和“台阶”的宽度有一定影响, 宝石愈淡则影响愈大。

阶跃曲线及其各种特性是不难从理论上加以阐明的。在晶体组和RFS的共同作用下, 激光器的双程增益可以写成

$$G_R = e^{2\tilde{k}(\lambda)L}R(\lambda) \text{ (用共振输出镜时)} \quad (5)$$

$$G_T = e^{2\tilde{k}(\lambda)L}T^2(\lambda) \text{ (用倾斜标准具时)}$$

$G_R(\lambda)$ 、 $G_T(\lambda)$ 是一系列等间隔的、高度不等的尖峰, 尖峰的宽度决定于RFS元件的自由谱区 $\Delta\lambda_r$ 和精巧系数 $F$ 。图7绘出了

$$\Delta\lambda_r = 0.4 \text{ \AA}, 0.8 \text{ \AA}, \Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_c = 3 \text{ \AA},$$

$$\lambda_0 = \lambda_c = 6943.4 \text{ \AA}$$

时的 $G_T(\lambda)$ 。染料Q开关的选模作用使激光选择最高尖峰波长 $\lambda_m$ ,  $\lambda_m$ 随 $\lambda_0$ 的变化是阶跃式的, 因而调谐曲线呈阶梯状。

对于给定的 $\lambda_r$ , 计算了 $\eta$ 随 $\lambda_0$ 的变化 $\eta(\lambda_r, \lambda_0)$ 。图8给出了两个例子。计算中选择了自由谱区为 $0.8 \text{ \AA}$ 的四个透过峰波长:

$$\lambda_1 = 6942.2 \text{ \AA}, \lambda_2 = 6943.0 \text{ \AA},$$

$$\lambda_3 = 6943.8 \text{ \AA}, \lambda_4 = 6944.6 \text{ \AA},$$

图8上方是 $\eta(\lambda_i, \lambda_0)$ 曲线( $i=1, 2, 3, 4$ )。可以明显地看出 $\eta$ 最大值由一个波长向另一个波长转变的过程, 而 $\eta(\lambda_i, \lambda_0) = \eta(\lambda_j, \lambda_0)$ 所对应的 $\lambda_0^*$ 就是波长跃变的临界点 $\lambda_{ij}$ 。图中下方是根据 $\lambda_m$ 和 $\lambda_{ij}$ 绘出的激光波长随 $\lambda_0$ 变化的曲线, 这正是阶跃式的调谐曲线。

计算还得出以下有意义的结果:

1. “台阶”宽度 $a_i$ 与红宝石中心波长 $\lambda_0$ 有密切关系。愈接近 $\lambda_0$ 则台阶愈宽。若 $\lambda_i$ 、 $\lambda_j$ 以 $\lambda_0$ 为对称中心, 则 $a_i = a_j$ , 否则 $a_i \neq a_j$ 。

2.  $\lambda_{ij}$ 随 $\lambda_0$ 而变。我们特别考察了 $\lambda_{23}$ 随 $\lambda_0$ 的变化, 因为这是DIAL测水气所需的波长。计算表明: 红宝石温度升高,  $\lambda_0$ 向长波移时,  $\lambda_{23}$ 向短波移(即 $T_{c23}$ 升高, 而 $V_{k23}$ 下降)。  $\lambda_{23}$ 对 $\lambda_0$ 的敏感性依赖于 $\Delta\lambda_c$ 和 $\Delta\lambda_0$ 的

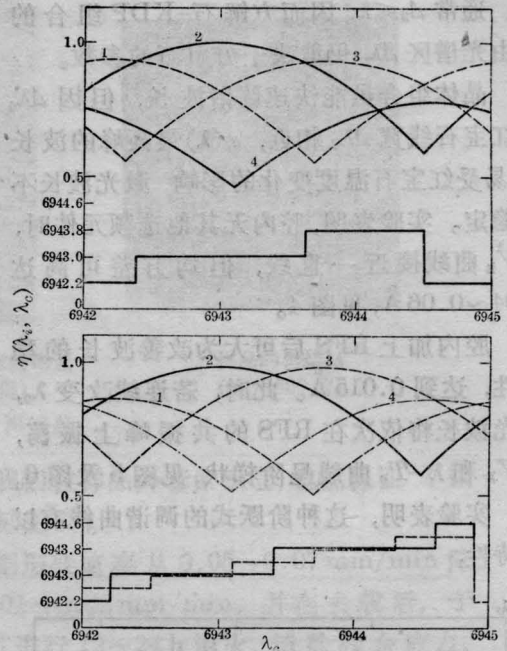


图8  $\eta(\lambda_i, \lambda_0)$ 曲线及阶跃曲线  
(阶跃曲线中的实线及虚线分别对应于 $\Delta\lambda_r=0.8 \text{ \AA}$ 和 $0.4 \text{ \AA}$ )  
(下)  $\lambda_0=6943.4 \text{ \AA}$ , (上)  $\lambda_0=6943.0 \text{ \AA}$   
 $\Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_c = 3 \text{ \AA}$   
1—6942.2 Å, 2—6943.0 Å,  
3—6943.8 Å, 4—6944.6 Å

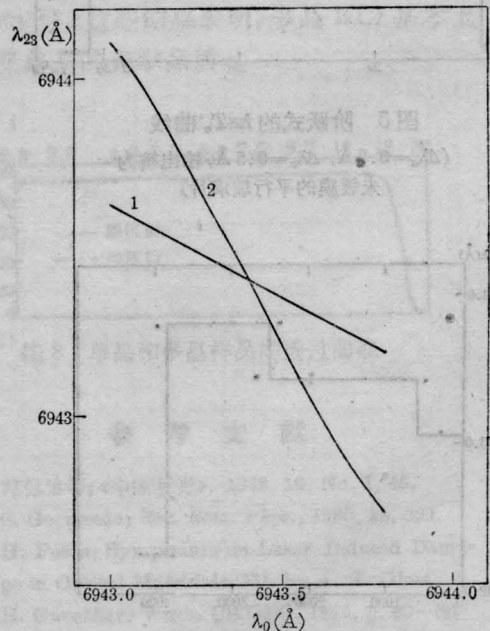


图9  $\lambda_{23}$ 随红宝石中心波长 $\lambda_0$ 的变化  
1— $\Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_c = 3 \text{ \AA}$ , 2— $\Delta\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_c = 3.7 \text{ \AA}$

相对大小。图9(1)、(2)绘出了在不同的  $\Delta\lambda_0$  和  $\Delta\lambda_c$  下  $\lambda_{23}$  随  $\lambda_0$  的变化。当  $\Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_c = 3 \text{ \AA}$  时,  $\lambda_{23}$  较稳定,  $d\lambda_{23}/d\lambda_0 = 0.58$ , 但  $\Delta\lambda_0 = 2 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_c = 3.7 \text{ \AA}$  时,  $\frac{d\lambda_{23}}{d\lambda_0} = 2.0$ 。

在我们的器件中, 方解石的温度有恒温炉控制, 短小时内精度优于  $0.1^\circ\text{C}$ , 对应的  $\lambda_0$  变化为  $0.04 \text{ \AA}$ 。红宝石的温度受冷却水温度涨落和泵浦过程中增益的影响, 它的不确定程度估计可达  $\pm 1^\circ\text{C}$  左右, 因而  $\lambda_0$  的变动范围约  $\pm 0.07 \text{ \AA}$ , 引起  $\lambda_{23}$  的变化  $\sim \pm 0.05 \sim 0.15 \text{ \AA}$ , 视  $\Delta\lambda_0$  的大小而定。以上两因素导致的总的过渡区宽度, 就  $T_c$  而言约为  $0.4 \sim 1.2^\circ\text{C}$ , 而  $\delta V_k \sim 150 - 450 \text{ V}$ , 其中

$$\left( \delta V_k = \frac{\delta\lambda_{23}}{\Delta\lambda_c} V_{\frac{1}{2}}, V_{\frac{1}{2}} \sim 5\text{kV} \right),$$

上述数值与实验结果相当符合。为保证波长的稳定,  $T_c^*$  和  $V_k^*$  应距过渡区足够远。

3.  $\lambda_c$  调到接近  $\lambda_0 \pm \frac{1}{2} \Delta\lambda_c$  时, 激光波长处于调谐曲线的最高台阶或最低台阶上。由图 2 可以清楚地看出, 此时  $\eta(\lambda)$  的最大峰值偏离  $\lambda_0$  最远, 两峰相对  $\lambda_0$  对称, 因而激光波长跳跃范围最大。设想开始时

$$\lambda_c < \lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda_c,$$

这时  $\eta(\lambda_h) > \eta(\lambda_l)$ , 于是  $\lambda = \lambda_h$ , 略增  $\lambda_c$  使之  $> \lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda_c$ , 则  $\eta(\lambda_l) > \eta(\lambda_h)$ ,  $\lambda$  突然下跳到  $\lambda_l$ 。在  $\lambda_h$  和  $\lambda_l$  上,  $\eta(\lambda)$  很小, 激光阈值高, 能量小。当红宝石铬离子浓度淡、 $\Delta\lambda_0$  小时, 甚至在可能的最高泵浦能量下都不出光。

$\Delta\lambda_t = \lambda_h - \lambda_l$  是最大可调谐范围, 与红宝石 Lorentz 线宽  $\Delta\lambda_0$  (因而与铬含量) 关系极密切。 $\Delta\lambda_0$  愈小则  $\Delta\lambda_t$  愈小。在我们的实验中, 由计算值和实验得到的  $\Delta\lambda_t$  估计,  $\Delta\lambda_0$  通常在  $3 \text{ \AA}$  左右。但在全腔水冷的光泵系统中, 由于红宝石无玻璃套管,  $\text{Cr}^{3+}$  离子因紫外辐射而减少, 就会出现调谐范围随红宝石使用时间而日渐缩小的现象, 有时甚至  $\Delta\lambda_t$  只有  $0.4 \text{ \AA}$

左右, 无法用于 DIAL 系统。

由于同一“台阶”上激光波长不变, 只要  $T_c^*$  和  $V_k^*$  距台阶两端足够远, 波长的跃变就完全可控, 因而对  $T_c$  和  $V_k$  的精度要求可以相当放松。例如对 KDP 退高压后的残余电压以及第二脉冲出现前 KDP 的缓慢再充电都可以不予考虑。

## 五、激光波长稳定性的分析

在每一“台阶”的稳定区中, 影响波长稳定性的有以下因子:

1. RFS 的温度稳定性直接影响到  $\lambda_r$  的稳定性, 对于玻璃平板,  $\frac{d\lambda_r}{dT_r} \sim 0.06 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ 。而  $T_r$  的稳定性又依赖于: 1) 恒温炉的控制能力及  $T_r$  和环境温度之差; 2) 激光运转过程中泵浦光及激光对 RFS 的加热。若  $\Delta T_r < 0.2^\circ\text{C}$ , 则  $\delta\lambda < 0.012 \text{ \AA}$ 。

2. 波长距  $\lambda_0$  较远时, 由于  $\eta(\lambda)$  的模牵引作用,  $\lambda$  将偏离  $\lambda_r$ 。因而激光波长稳定性还受到  $\lambda_c$ 、 $\lambda_0$  的稳定性和  $\Delta\lambda_0$ 、 $\Delta\lambda_c$  的大小、RFS 共振峰宽度的影响, 实验表明,  $\lambda$  对  $\lambda_r$  的偏离  $< 0.05 \text{ \AA}$ 。

3. 激光的发散角会引起 RFS 共振峰顶部展宽从而使  $\lambda_r$  更易受模牵引的影响。影响红宝石激光器发散角的因子很多, 宝石棒的光学质量差以及谐振腔的平行度差、输出镜的反射率低、染料浓度高等等增加损耗率的因子都会导致发散角的加大, 从而影响波长稳定性。

从多光束干涉共振条件出发, 在  $\theta \approx 0$  附近可以推出

$$\delta\lambda = -\frac{\theta^2}{2} \lambda \quad (6)$$

式中  $\theta$  是激光相对于 RFS 法线的偏角。若  $\theta = 1 \times 10^{-3}$ , 则  $\delta\lambda = -0.0035 \text{ \AA}$ ;

$$\theta = 5 \times 10^{-3}, \quad \delta\lambda = -0.09 \text{ \AA};$$

$$\theta = 1 \times 10^{-2}, \quad \delta\lambda = -0.35 \text{ \AA}$$

由此可见, 在红宝石激光器可能的发散角范

围内,  $\delta\lambda$  是相当可观的。由此还可以推断, 在动态运转时横模的不稳定必将带来波长的起伏。因此压缩发散角是十分必要的。

我们的实验表明: 用未镀膜的平行玻璃平晶作共振输出镜, 波长的均方差达  $0.025 \text{ \AA}$ ; 而用一面镀有 20% 介质膜的平行玻璃平晶, 均方差下降到  $0.015 \text{ \AA}$ 。此外, 染料浓度加大时“台阶”两端的模牵引量显著增加(虽然此时线宽应减小)。这些现象与上述分析是一致的。

综上所述, 在确定激光器参数时, 必须综合权衡激光波长稳定性、线宽、激光阈值、输出能量等性能, 才能得到符合多方面要求的最佳结果。

## 六、结 论

1. 方解石-KDP 组合与染料调 Q 相结合, 可以实现激光波长小范围内的、百微秒时间的快速调谐。与温度调谐相比, 时间缩短了约五个数量级, 满足了 DIAL 系统的要求。这种调谐原理不仅适用于红宝石激光器, 还可以在一定的条件下移植于其他固体激光器。

2. 通过 RFS 的多光束干涉效应, 可使调谐曲线成为阶梯状。这不仅提高了波长调谐的精度, 还降低了对电光快速调谐部件参数控制的要求。RFS 共振峰的宽度和 RFS 的热稳定性对波长稳定性有直接影响, 设计时必须妥为考虑。

3. 由于 RFS 共振波长对角度的依赖性, 激光器发散角对于波长的稳定性和线宽有重要影响。而提高激光器腔损耗率的各种

因素都会加大发散角, 因此在确定激光器参数时必须兼顾激光能量、阈值、发散角等各种因素, 给出最佳的折衷值。

4. 较宽的红宝石 Lorentz 线宽、较窄的方解石自由光谱区有利于阶跃点的稳定性。但铬离子浓度过高对激光阈值不利, 而  $\Delta\lambda_0$  太小则直接影响可调谐范围。因此在阈值和调谐范围允许的条件下, 要尽量选择浓度较高的红宝石和使用较厚的方解石片。

长春光机所为我们加工了高精度的方解石平晶, 福建物构所提供了性能良好的 KDP 装置, 郑斯平、王淑芳同志在联系光学加工上给予大力协助, 李自静、李全才、袁克学等同志做了大量实验辅助工作, 作者在此深表谢意。

## 参 考 文 献

- [1] R. M. Schotland *et al.*; Proc. Third Symposium on Remote Sensing of Environment, 1964, 14-16.
- [2] R. K. Long; Ohio State Antennq Laboratory Technical Report, 1966, No.2156-2, p. 7, 31.
- [3] 中国科学院大气物理所集刊第 1 号, 科学出版社, 1973 年。
- [4] 赵燕曾等;《激光》, 1979, 6, No. 12, 23.
- [5] R. M. Schotland; *J. Appl. Meteor.*, 1974, 13, No. 1, 71.
- [6] V. Zuev *et al.*; *Appl. Opt.*, 1981.
- [7] V. Zuev *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, 22, No. 23, 3742.
- [8] C. Werner *et al.*; *J. Appl. Meteor.*, 1981, 20, 476.
- [9] W. L. Smith; NOAA Technical Memorandum NESS 89, 1977.
- [10] L. Cirkovic *et al.*; *Appl. Opt.*, 1968, 7, No. 5, 981.
- [11] V. E. Zuev *et al.*; *Appl. Opt.*, 1971, 10, No. 11, 2452.
- [12] 赵燕曾等; (待发表)。
- [13] W. Shurcliff; *Polarized Light*, Havard University Press, 1962.