

295 毫微米附近连续可 调谐二次谐波的产生

陈述春 程录荣* 余尧楚 戴凤妹

(中国科学院上海光机所)

提要:由闪光灯泵浦若丹明 6G 染料激光器产生的较低输出功率水平的宽带激光辐射,通过 KDP 晶体,有效地获得了窄带紫外谐波输出。通过改变相位匹配角 θ ,紫外谐波输出能在相当宽的光谱区内连续调谐。

Generation of continuously tunable second harmonics around 295 nm

Chen Shuchun, Cheng Lurong, Yu Yaochu, Dai Fengmei

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

Abstract: The ultraviolet second harmonic radiation is efficiently generated by doubling the frequency of a flashlamp-pumped rhodamine 6G dye laser with broadband emission. Using KDP crystal, the UV spectral line width is remarkably narrowed, and the UV frequency is continuously tuned by changing the phase-matching angle.

一、引 言

染料激光器出现以后,染料激光二次谐波的研究一直在进行^[1~5]。由于染料激光二次谐波在紫外区域的连续可调谐性,因而对某些选择激发研究是独特的和理想的。同时,宽带染料激光辐射的倍频具有与红宝石、YAG 等窄带激光倍频不同的特点,因而引起人们的重视。但在国内,有关宽带闪光灯泵浦染料激光倍频的工作,尚未见有人报道。

二、实 验

实验装置如图 1 所示。聚光腔具有双椭圆全腔水冷结构,染料管内径 $\phi 3$ 毫米,内壁打毛以减少寄生振荡。采用二个线状短脉冲 Xe 灯泵浦染料。当腔内插入 F-P 标准具(0.1 毫米厚)和干涉滤光片或双折射滤光器时,在 580~610 毫微米可得波长可调谐的窄带($<0.1 \text{ \AA}$)激光输出。当腔内不加任何

收稿日期:1983 年 7 月 20 日。

* 南京工学院 83 年毕业实习生。

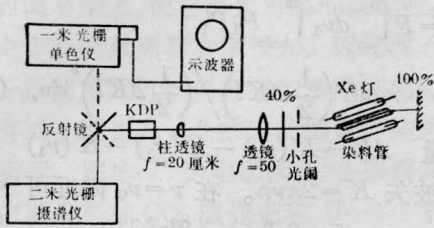


图1 实验装置图

谐元件时,得到宽带输出。染料为 $2 \times 10^{-4} M$ 甲醇溶液,激光带宽 $\sim 70 \text{ \AA}$, 中心波长 590 毫微米,脉宽 0.65 微秒。重复频率可调,最高达 40 次/秒,但激光发散角劣化,一般情况下使用重复率为 5 次/秒以下。

采用 KDP 晶体作为倍频元件。对中心波长 590 毫微米计算了相位匹配角,加工后的晶体 $\theta = 62^\circ$,方位角 45° 。晶体长 30 毫米,截面 25×25 毫米²。倍频时为改善基波激光光束质量,在 60 厘米长的腔内放置一个 $\phi 1.3$ 毫米的小孔,输出远场图样表明,激光是单横模输出,发散角 ~ 4 毫弧度。为了增加基波光的功率密度,在 KDP 晶体前面,用一个 20 厘米焦长的柱面透镜汇集光束。在晶体中,于光斑最小处功率密度为 0.4 兆瓦/厘米²。

通过 KDP 晶体产生的紫外谐波,由二米光栅摄谱仪摄谱。在 300 毫微米附近取一级光谱,色散 $7.8 \text{ \AA}/\text{毫米}$ 。对于不同的 θ 角,拍摄了在不同频率处获得的谐波输出光谱,如图 2 所示。其中最后一行拍摄了 Hg 灯的

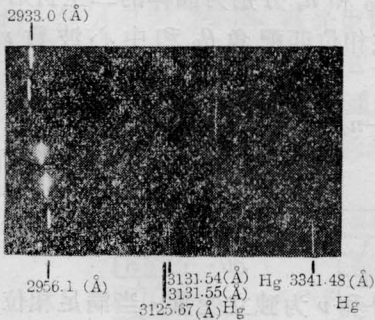


图2 用二米光栅摄谱仪得到的谐波输出光谱,取一级光谱,色散 $7.7 \text{ \AA}/\text{毫米}$

标准谱线。由照片可见谱波线宽是较窄的,小于 5 \AA ,某些谱线有较强的背景,它是由板盒反射的散射光引起中心波长附近乳胶感光所致。

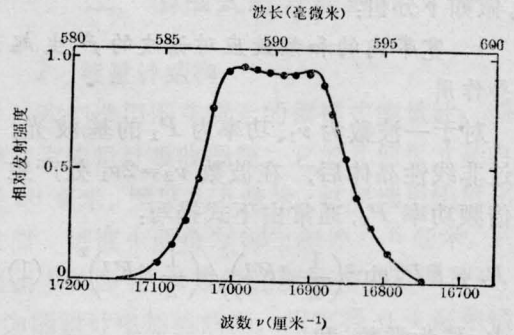


图3 宽带 R6G 染料激光辐射的光谱分布

用一米光栅单色光计,通过光电管和示波器,测定了染料激光辐射宽带基波光的发射光谱,结果在图 3 给出。可见发射带宽约为 $\Delta\lambda \sim 70 \text{ \AA}$ 。当改变角 θ 时,谐波输出峰波长也相应改变。对不同的 θ 角,测定了在不同波长窄带谐波输出的相对强度,由图 4 中的实验点给出。它与计算的调谐曲线(见后面一节)很接近。与图 3 比较可以发现,调谐曲线与宽带发射光谱分布有相应的关系,在 295 毫微米附近,紫外谐波有最大输出,与基波光的中心波长 590 毫微米相当。但谐波带宽($\sim 5 \text{ \AA}$)仅为基波带宽($\sim 70 \text{ \AA}$)的 7% 左右。

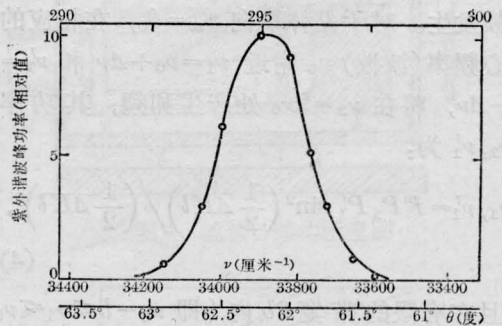


图4 窄带谐波相对输出强度对波长和相位匹配角的关系
曲线为计算结果,圆点为实验值

三、结果的分析和讨论

为了对上述实验结果给出适当的理论解释,做如下分析:

1. 宽带内的和频效应对谐波的产生起主要作用

对于一波数为 ν_1 、功率为 P_1 的基波光,通过非线性晶体后,在波数 $\nu_2 = 2\nu_1$ 处产生的倍频功率 P_2 ,通常由下式描写:

$$P_2 = FP_1^2 \sin^2\left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right) / \left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right)^2, \quad (1)$$

其中, F 为常数,和

$$\Delta K = 4\pi\nu_1 [n_1^0(\nu_1) - n_2^0(\nu_2)], \quad (2)$$

$n_1^0(\nu_1)$ 和 $n_2^0(\nu_2)$ 分别为基波寻常光和谐波非常光的折射率。并且对固定的相位匹配角 θ , 在 $\nu_1 = \nu_0$ 和 $\nu_2 = 2\nu_0$ 附近,可以导出:

$$\Delta K = 4\pi\nu_1 \left[2 \frac{\partial n_2^0}{\partial \nu_2} \Big|_{\nu_2=2\nu_0} - \frac{\partial n_1^0}{\partial \nu_1} \Big|_{\nu_1=\nu_0} \right] \Delta\nu, \quad (3)$$

ΔK 为失配量,当 $\Delta K = 1.39$ 时, P_2 下降为其最大值的一半,利用这个条件和文献[6]给出的色散公式,对于我们的晶体长度 $l = 30$ 毫米, $\nu_0 = 16950$ 厘米⁻¹ ($\lambda_0 = 590$ 毫微米),得到 $\Delta\nu = 1.2$ 厘米⁻¹, $2\Delta\lambda = 0.8 \text{ \AA}$ 。可见在 70 \AA 的基波带宽内,只有极有限的频率间隔内的辐射参与倍频。

而实际上,对于一宽带基波,必同时伴有和频发生。对于晶体取向 $\theta_m = \theta_0$, 在相应的中心频率(波数) ν_0 附近, $\nu_1 = \nu_0 + \Delta\nu$ 和 $\nu_1' = \nu_0 - \Delta\nu$, 将在 $\nu_2 = 2\nu_0$ 处产生和频,其功率 P_{ν_1}, ν_1' 为:

$$P_{\nu_1}, \nu_1' = FP_1 P_1 \sin^2\left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right) / \left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right)^2, \quad (4)$$

并且在有限的带宽 $2b$ 内(即 $\nu_0 - b \leq \nu_1 \leq \nu_0 + b$), 这种和频在相位匹配波数 ν_0 二侧,由所有成对的波数 $\nu_1 = \nu_0 \pm \Delta\nu$ 给出,总的和频功率为:

$$P_{2b} = F \int_{-b}^b d\nu_1 \int_{-b}^b P_1 P_1' \times \sin^2\left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right) / \left(\frac{1}{2} \Delta Kl\right)^2 d\nu, \quad (5)$$

失配量 $\Delta K = K(\nu_2) - K(\nu_1) - K(\nu_1')$

K 为波矢 $K = 2\pi\nu n$ 。在 $\nu = \nu_0$ 附近可导出

$$\Delta K = -2\pi \left[2 \frac{\partial n_1^0}{\partial \nu} + \nu_0 \frac{\partial^2 n_1^0}{\partial \nu^2} \right] \Big|_{\nu=\nu_0} (\Delta\nu)^2, \quad (6)$$

同样可求对于和频有贡献的有效带宽 $\Delta\nu = \pm 210$ 厘米⁻¹, 相应的基波波长宽度 $2\Delta\lambda \approx 146 \text{ \AA}$ 。对我们的情况,基波带宽为 70 \AA 。因而当中心波数 ν_0 为相位匹配波数时,在 ν_0 二侧将有尽可能多的成对波数在谐波频率 $2\nu_0$ 处,满足相位匹配条件, $\Delta K = 0$ 。这时有很高的倍频效率。而当相位匹配波数离开 ν_0 向二边移动时,和频效率将因成对波数 $\nu_0 \pm \Delta\nu$ 的减少而减小。

2. 谐波输出功率对频率的关系——调谐曲线

按上述分析,利用式(5),可在 $\Delta K = 0$ 相位匹配条件下,在基波有效带宽 $2b$ 内,对不同的相位匹配波数 ν_1 计算谐波输出功率,从而得到调谐曲线。对图3给出的基波光谱分布,这样计算的调谐曲线以图4中的实线给出,可见实验点落在它的附近。

3. 通过改变角 θ 改变谐波波长

由于 $n_2^0(\theta)$ 是角度的函数,

$$n_2^0(\theta) = n_o n_e / (n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta)^{1/2}, \quad (7)$$

其中 n_o 和 n_e 分别为晶体的二主折射率。

在相位匹配角 θ_0 和中心波数 ν_0 附近有:

$$\begin{aligned} n_1 - n_2 &= n_1^0(\nu_1) - n_2^0(\nu_2, \theta) \\ &= \left[2 \frac{\partial n_2^0(\nu_2, \theta)}{\partial \nu_2} + \frac{\partial n_1^0(\nu_1)}{\partial \nu_1} \right] \Delta\nu \\ &\quad + \frac{\partial n_2^0(\theta)}{\partial \theta} \Delta\theta, \end{aligned} \quad (8)$$

这里 θ 和 ν 为独立变量。当满足相位匹配条件时 $n_1 = n_2$, 所以有

(下转第392页)

影响。

二、在这个实验中我们仅获得了两条线的调频输出，这归因于振荡器腔的 Q 值很低，其他振动线达不到阈值。为了扩大输出谱的调谐范围，必须提高色散腔的 Q 值，改善振荡器的性能。把色散腔中的通光光学面涂上抗反射膜显然是必要的。对于 XeCl 激光系统只能实现线调谐，但如果腔的 Q 值很高，调频范围可相应增加。如需进一步压窄线宽，除缩小振荡系统的被动线宽外，还应适当缩短谐振腔长度。但不能过短，以免影响调谐范围。这样可以提高被动线宽与主动线宽比。当然加入 F-P 标准具^[3]也是提高单色性的有效措施之一，不过要影响腔的 Q 值。放电等离子体的光学均匀性的稳定也是改善输出单色性所必须的，否则会引起跳线。由于测量系统的限制，我们仅测得该系统输出光的束散角约为 0.2 毫弧度。

三、这种系统也可用于其他准分子激光体系的调谐^[1,2]。我们在单台器件已实现了

XeBr、XeCl 激光同时振荡^[4]，文献[5]报道了 ArF、KrF 激光的同时振荡输出，前者为双卤素稀有气体体系，后者是单卤素双稀有气体体系同时振荡。因此采用上述体系可获得调谐范围的增宽。

四、把这种系统用于 Raman 位移，能够获得比[6]中更好的结果。这也是高单色亮度谱区增加调谐的有效途径。当然采取另外其他手段也可得到微微秒级的调谐输出^[7]，而光束质量并无变坏

参 考 文 献

- [1] R. T. Hawkins *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, 391.
- [2] H. Egger *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**, 37.
- [3] J. Goldhar *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1980, **QE-16**, 235.
- [4] 胡雪金等;“83 国际激光会议专集”, 1983 年 9 月, p. 527(中国广州)。
- [5] *Laser-Electro-Optic*, 1976, **8**, No. 2,
- [6] R. C. Sze; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 1338.
- [7] T. Pacala *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **40**, 1.

(上接第 402 页)

$$\left. \frac{\partial \nu}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = \frac{\partial n_2^o(\theta)}{\partial \theta} \left/ \left[2 \frac{\partial n_2^o(\theta, \nu_2)}{\partial \nu_2} - \frac{\partial n_1^o(\nu_1)}{\partial \nu_1} \right] \right., \quad (9)$$

代入由公式(6)和色散公式^[6]求出的导数 $\partial n_2^o(\theta)/\partial \theta$ 、 $\partial n_2^o(\theta, \nu_2)/\partial \nu_2$ 和 $\partial n_1^o(\nu_1)/\partial \nu_1$ 可得:

$$\left. \frac{\partial \nu_1}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = 10.4 \text{ 厘米}^{-1}/\text{毫弧度}, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial \nu_2}{\partial \theta} \right|_{4k=0} = 20.8 \text{ 厘米}^{-1}/\text{毫弧度}, \quad (11)$$

即当 θ 改变 1 毫弧度时，谐波波数改变 20.8 厘米⁻¹。角度 θ 对 ν 的相应关系也在图 4 的横坐标上给出。在宽带倍频的情况下，角 θ 是二次谐波的唯一调谐参量。

4. 谐波输出的光谱宽度

式(4)结果表明，在理想情况下，谐波的带宽约为 0.8 Å，而实际结果要大得多。因

为任何实际的光束，都有限定的光谱宽度和束散角。对于我们的情况，当单横模输出并用半米透镜来补偿染料激光器的热效应时，实际发散角 ≤ 3 毫弧度，因而 $\Delta \lambda_2 \approx 5.4 \text{ \AA}$ 。这与我们的实验结果很接近。小的偏差是由于光强并不是在整个发散角内均匀分布的，近轴光束可能更强些，因而由摄谱照片和通过一米光栅单色光计都观察到 $\leq 5 \text{ \AA}$ 的谐波线宽。

参 考 文 献

- [1] F. M. Jahnsen, M. W. Swagal; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 1624.
- [2] J. Kuhl, H. Spitschan; *Opt. Commun.*, 1972, **5**, 382.
- [3] D. J. Bradley *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **19**, 172.
- [4] A. Hirth *et al.*; *Opt. Commun.*, 1977, **20**, 347.
- [5] Richard M. Schotland; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, 125.
- [6] F. Zernicke, Jr.; *JOSA*, 1964, **54**, 1215.