

尿素晶体的氩离子激光倍频

曾永健 邱明新

苏根博 贺友平 黄炳荣

(上海市激光技术研究所)

(福建物质结构研究所)

提要: 报道了以氩离子激光 514.5、496.5 和 488.0 nm 三条谱线在尿素晶体的倍频实验结果,发现由于热效应引起 ϕ 角方向的相位失配现象,给出了倍频效率与各参变量间的关系。

Second harmonic generation with urea crystal by Ar⁺ laser light

Zeng Yongjian, Qiu Mingxin

(Shanghai Institute of Laser technology)

Su Genbo, He Youpin, Huang Bingrong

(Fujian Institute of Material Structure)

Abstract: Characteristics of the second harmonic generation at three lines, 514.5, 496.5, and 488.0nm, with a urea crystal by Ar⁺ laser light is reported in detail for first time. The phase mismatch at azimuthal angle due to thermal effect was found. The dependence of frequency-doubling efficiency upon other parameters is given.

目前,用于紫外波段的非线性晶体很多,如 KDP、KD*P、ADP 和 KB₅ 等。KDP 晶体在室温下可产生的最短波长是 259 nm, ADP 晶体用温度相位匹配产生的最短波长是 246 nm,但晶体的工作温度为 -116°C ^[1],已达到晶体的居里温度以下。[2, 3] 已报道用尿素晶体混频获得 212.8 nm 的相干辐射以及提到 Ar⁺ 激光 488.0 nm 线的倍频产生紫外相干辐射,但未给出基波功率及倍频光功率与其他参量的关系。我们用尿素晶体对 Ar⁺ 激光 514.5、496.5 和 488.0 nm 三条谱线倍频,获得 257.3、248.3 和 244.0 nm 的连续紫外相干辐射,及有关特性曲线和参数。

一、实验装置

实验装置见图 1。实验中采用第 I 类角度相位匹配(*ee-o*)方法。根据尿素晶体的折射率^[3],可求得对 514.5 nm 光倍频的相位匹配角为 $62^{\circ}34'$ 。晶体切割和抛光方法与 ADP 晶体相似。使用的晶体截面为 $10 \times 10 \text{ mm}^2$,厚度 5 mm。因尿素晶体易潮解,晶体抛光后,通光面用石英片保护,并用密封胶密封。

Ar⁺ 激光器为 360 型,单线输出,波长可调。基波光经透镜会聚在晶体中部。由晶体

收稿日期: 1985 年 4 月 1 日。

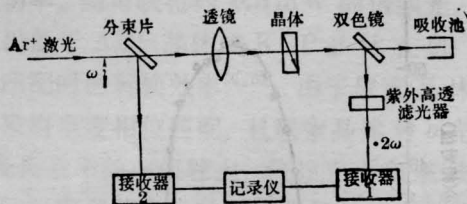


图1 实验装置

出射的光束经双色镜和紫外高通滤光器滤去剩余的基波后,获得紫外倍频光,由光电二极管或功率计接收。基波光在倍频前经分束后由接收器接收,监视其功率。双色镜为 45° 紫外高反滤光片。紫外高通滤光器对实验波段的紫外光透过率为89%,基波光透过率 $<10^{-5}$ 。

二、实验结果

通过调节晶体的相位匹配角,分别获得了氩离子激光514.5、496.5和488.0nm三条谱线的倍频光,波长为257.3,248.3和244.0nm。实验测量了这三条谱线的相位匹配角,见表1。表中同时列出由参考文献[3]给出的折射率计算得到的相位匹配角,两者相近。存在差别的原因可能是实验晶体折射率与文献给出的晶体折射率有微小的差别。

表1 尿素晶体的相位匹配角

基波波长(nm)	实验值	计算值
514.5	$60^\circ 34'$	$62^\circ 34'$
496.5	$67^\circ 6'$	$68^\circ 52'$
488.0	$71^\circ 41'$	$72^\circ 53'$

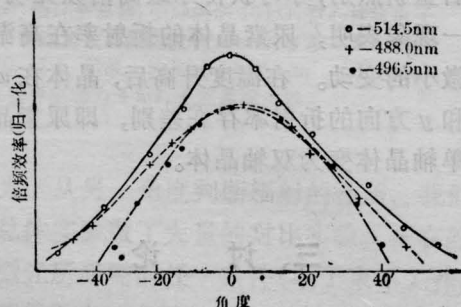


图2 倍频效率与角度的关系

实验测量了晶体对应三条谱线的角度相位匹配的容许角,如图2所示。实验时聚焦透镜的焦距为3cm。由图可得出对应514.5,496.5和488.0nm三条谱线的容许角半宽度分别为 $50'$ 、 $52'$ 和 $57'$ 。

通过测量不同的基波光功率时输出的最

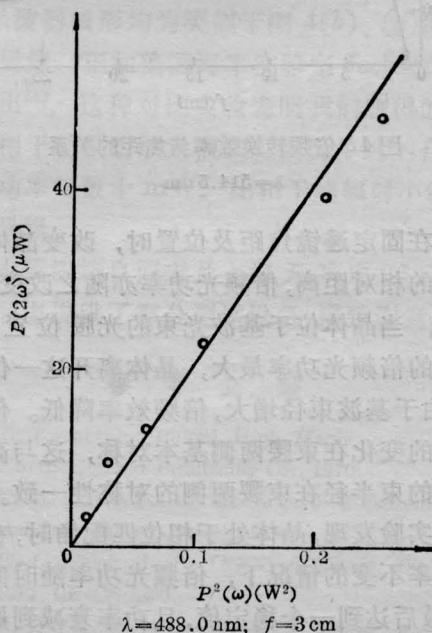
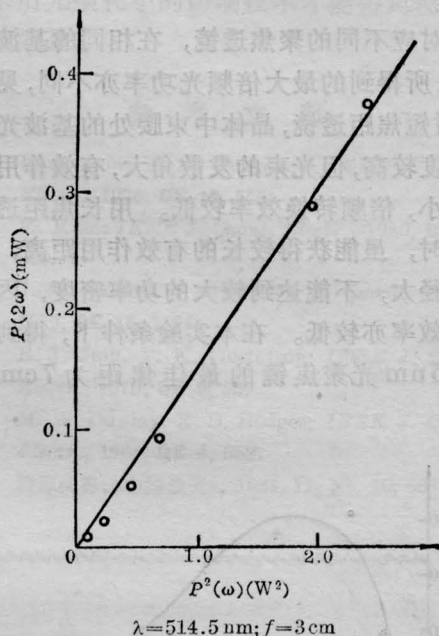


图3 倍频光功率与基波功率的关系

大倍频光功率, 得到 514.5 nm 光功率小于 1.6 W, 488.0 nm 光功率小于 0.5 W 时倍频光功率与基波光功率的平方成线性关系, 如图 3 所示。在 514.5 nm 光功率为 1.6 W 时, 得到的倍频光功率为 0.4 mW, 在 488.0 nm 光功率为 0.5 W 时, 倍频光功率 0.08 mW。

对应不同的聚焦透镜, 在相同的基波功率下, 所得到的最大倍频光功率亦不同, 见图 4。对短焦距透镜, 晶体中束腰处的基波光功率密度较高, 但光束的发散角大, 有效作用长度很小, 倍频转换效率较低。用长焦距透镜聚焦时, 虽能获得较长的有效作用距离, 但束半径大, 不能达到较大的功率密度, 因而倍频效率亦较低。在本实验条件下, 得到对 514.5 nm 光聚焦镜的最佳焦距为 7 cm 左右。

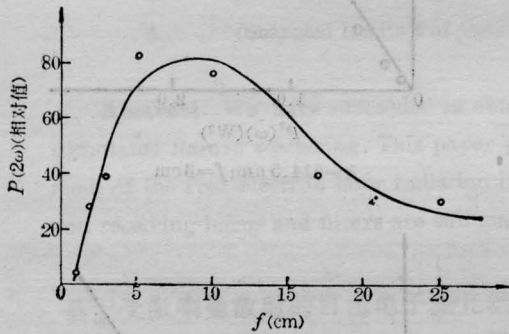


图 4 倍频转换效率与焦距的关系
 $\lambda=514.5 \text{ nm}$

在固定透镜焦距及位置时, 改变晶体与透镜的相对距离, 倍频光功率亦随之改变, 见图 5。当晶体位于基波光束的光腰位置时, 得到的倍频光功率最大, 晶体离开这一位置时, 由于基波束径增大, 倍频效率降低。倍频效率的变化在束腰两侧基本对称, 这与高斯光束的束半径在束腰两侧的对称性一致。

实验发现, 晶体处于相位匹配角时, 在基波功率不变的情况下, 倍频光功率随时间下降, 最后达到一个稳定值, 且功率衰减到原功率一半的时间 τ 与所用基波会聚透镜的焦距

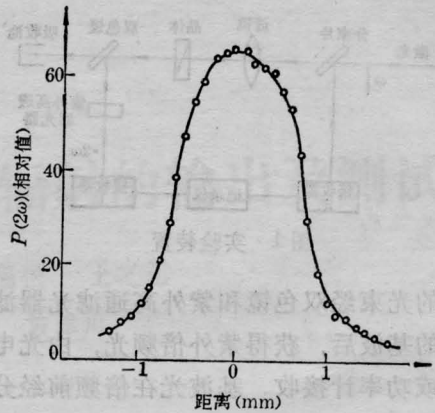


图 5 晶体位置与倍频效率的关系
 $\lambda=514.5 \text{ nm}; f=3 \text{ cm}$

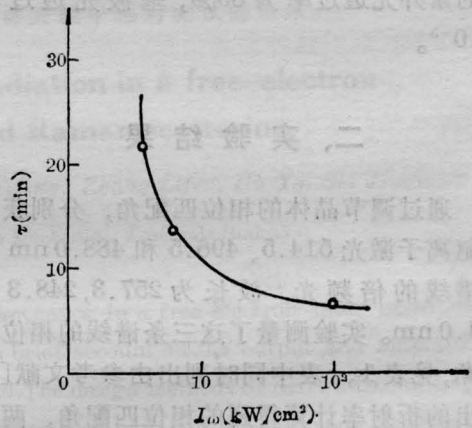


图 6 衰减时间与基波功率密度的关系
 $\lambda=514.5 \text{ nm}$

有关, 即与基波光功率密度有关, 见图 6。倍频光功率下降后, 调节晶体对于入射光的 ϕ 角(方位角)可使光功率回复到下降前的最高值, 而作 θ 角(天顶角)的调节则不能使功率回升。停止基波光对晶体的照射, 经过一段时间后重新照射, 亦可获得原最高倍频光功率。这一现象表明, 尿素晶体的折射率在高温时有微小的变动。在温度升高后, 晶体在 x 方向和 y 方向的折射率存在差别, 即尿素晶体由单轴晶体变为双轴晶体。

三、讨 论

图 4 的结果可以推知, 若有 3 W 的基波

光功率, 则可获得约 1.5 mW 的倍频光, 但这仍低于 ADP 晶体或 KDP 晶体在 90° 相位匹配时的转换效率^[4,5]。由于尿素晶体只能采用角度相位匹配, 且尿素晶体对 o 光和 e 光折射率的差值较大, 倍频光束和基波光束的离散角较大, 难以获得较长的有效作用距离。在我们实验中, 有效作用距离小于 2 mm。用 ADP 晶体 90° 温度相位匹配时, 有效作用距离可达 76 mm^[6]。因此, 虽然尿素晶体有很高的非线性系数, 在基波光功率较低时, 一般难以获得高的倍频转换效率。只有当基波光波长为 470 nm 左右时, 才有可能得到较高的转换效率。因此尿素晶体较适合于功率较高的脉冲激光倍频。

实验中基波光为基模, 但得到的倍频光斑为椭圆形。短半轴对应于 θ 角变化的方向, 且随着基波光会聚透镜的焦距的减小而长短轴之比增大。这一结果表明尿素晶体倍频角度相位匹配的容许角较小, 基波光束经

锐聚焦后使倍频光束产生非对称性。但由于基波光聚焦后可提高转换效率, 因此, 适宜的方法是将基波光束经扩束望远镜收小后再聚焦以减小会聚角。但这一方法易引进较高的光损耗, 降低了基波光的功率。

尿素晶体比 ADP 晶体更易潮解, 因此要采用光损耗小的防潮技术才能得到较好的倍频效果。

参 考 文 献

- [1] B. J. Jain, T. K. Gustafson; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, 555.
- [2] K. Kato; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1980, **QE-16**, 810.
- [3] J. M. Halbout *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, 1176.
- [4] R. J. Jain, T. K. Gustafson; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 859.
- [5] M. W. Dowlay, E. B. Hodges; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968, **QE-4**, 552.
- [6] 顾原岗等; 《中国激光》, 1984, **11**, No. 10, 628.

(上接第 484 页)

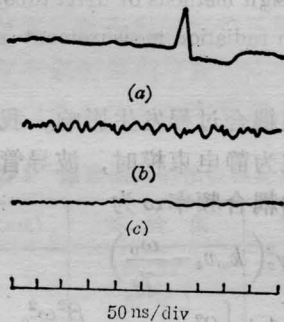


图 4 晶体检波器测得的辐射波形

- (a) 铁环振荡器, 引导磁场 10 kG, 空心柱状电子束, 高通滤波器截止波长 10 mm, y 轴 0.5 V/div;
- (b) 同上, 但截止波长减小到 6 mm; (c) 同 (a), 但引导磁场为 4 kG, 无高通滤波器

值。

为了从另一角度判断辐射的性质, 我们穿插总体实验做了大量的对比实验, 即在除去激光所必需的任一条件(电子束不工作, 或波荡场取 0, 或引导磁场取 0)下测试能量

及波形。发现所有这些场合, 能量读数均为零, 示波器波形均为类似于图 4(b)、(c) 的噪声扫描线。正如美国海军实验室 Jackson 等人指出^[4], 这种对比实验表明我们获得的辐射是相干超辐射放大模式。因为单纯的自发辐射功率仅数十 mW, 比相干超辐射小约 8 个数量级。

本所谢培良同志及上海无线电 26 厂李明光同志提供了部分测试设备, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] H. Knoepfel; "Pulsed High Magnetic Fields", North-Holland Publishing Co., 1970.
- [2] T. S. Laverghetta; "Microwave Measurements and Techniques", Artech, 1976.
- [3] K. L. Felch *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 1354.
- [4] R. H. Jackson *et al.*; *IEEE J. Quant. Elec.*, 1983, **QE-19**, 346.