

用 BBO 晶体获得 200 至 218nm 的紫外可调谐辐射

尤晨华 陆祖康 范琦康 尤桂铭
(浙江大学光仪系, 杭州) (中国科学院福建物构所, 福州)

Generation of continuously tunable UV radiation from 200 to 218nm using a BBO crystal

You Chenhua, Lu Zukang, Fan Qikang
(Dept. of Optical Eng., Zhejiang University, Hangzhou)

You Guiming
(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Fuzhou)

提要: 本文报道了用 BBO 晶体将 492 至 550nm 波段的染料激光转换成 200 至 218nm 的可调谐辐射的实验研究结果, 从而使 BBO 晶体在紫外区域的应用拓宽至 200nm。

关键词: BBO 晶体, 可调谐辐射

一、引言

短至 200nm 的可调谐紫外激光对于原子光谱和同位素的分离等有着广泛的应用^[1,2]。长期以来,人们一直在探索获得它的途径。用非线性晶体将可调谐染料激光进行倍频或混频得到这个波长范围是一高效而可靠的方法^[3,4]。但限于非线性晶体的光谱透过率、双折射率以及色散率,一些常用的非线性晶体无法使这一波段范围在室温下实现位相匹配。70年代后期,人们用五硼酸钾(KB_5 , $\text{KB}_5 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, 简称 KB5)^[1,6,4]得到了 200nm 左右的可调谐辐射。由中科院福建物构所研制的低温相偏硼酸钡($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, 简称

BBO)^[5]的紫外透过区域可短至 190nm, 且其具有大的双折射率及低的色散率,在整个透明波段都可满足位相匹配条件。本文利用 BBO 晶体将 492 至 550nm 的染料光倍频,然后再将这二次谐波与 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 混频,获得了 200 至 218nm 的紫外可调谐辐射。从而用 BBO 晶体在室温下将紫外可调谐辐射的波长扩展至 200nm。

二、BBO 晶体在 200 至 220nm 的性质

BBO 晶体的紫外截止波长为 190nm, 但它在 200nm 附近透过率开始下降, 因此用

收稿日期: 1988年8月30日。

于这一波段的晶体不宜太厚。

根据[7]给出的折射率色散公式以及[8]给出的修正公式,我们对获得短至200nm的可调谐辐射的位相匹配方式和输入波长的配置作了详细计算,结果表明,只有将246至275nm的紫外光与1064nm的近红外激光I型(*ooe*)混频才能满足位相匹配条件。图1给出了混频输出波长与匹配角之间的关系。取处于中间位置的 53° 作为晶体的切割角。BBO晶体在这一波段的有效非线性极化率也可根据[7]中的公式求得(如图2)。可见其有效非线性极化率比KDP类晶体(当1064nm倍频至532nm时约 $0.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$)大得多。

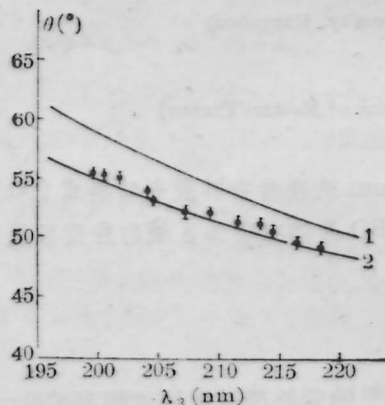


图1 1064nm与紫外可调谐光混频产生200至220nm的调谐曲线

1—用陈创天给的方程算得; 2—用K. Kato的方程算得。“●”为实验测得

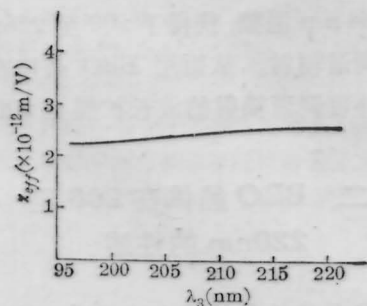


图2 1064nm与紫外可调谐辐射混频产生200至220nm时的有效非线性极化率

下面再讨论这一波段在I型混频时晶体的接受角。在匹配角附近,由角度失配引起的波矢失配可由下式表示:

$$\Delta k = \frac{\sigma}{\lambda_3} n_{e33}^3(\theta_m)(n_{e3}^{-2} - n_{o3}^{-2}) \sin 2\theta_m \cdot \Delta\theta$$

如果定义一个接受角 $\Delta\theta$:在 $\pm\Delta\theta$ 范围内,光线的最大失配为 $\Delta k = \pi/l$ (l 为晶体厚度)。从而可求得这一波段内晶体的接受角(如图3)。显然BBO晶体在这一波段的接受角是相当小的,例如当晶体厚度为5mm时,其接受角为0.12mrad至0.14mrad,这个角度已接近激光器衍射极限的平均发散度^[9],如果晶体再厚只会导致逆转换而使混频输出下降,因而晶体厚度不可太大。

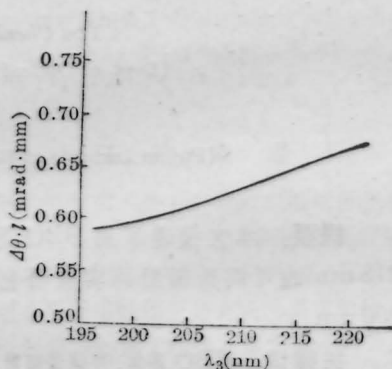


图3 BBO晶体在获得200至220nm时的接受角

三、实验及讨论

实验装置如图4所示。用于泵浦染料激光器的光源是一Nd:YAG激光器,它以每秒10次的频率输出脉宽10ns的1064nm的基波光,随后进入KD*P倍频、三倍频晶体,输出1064nm、532nm和355nm的激光。经过分光后,355nm用来泵浦Coumarin 500染料激光器,使之输出480至550nm的可见光辐射。其510nm处的脉冲能量为0.67mJ。输出的染料光用一焦距为30cm的透镜聚焦到一块厚5.5mm、 49° 切割的I型BBO倍频晶体内,聚焦后光斑直径约为0.5mm,510nm处的功率密度相当于 35 MW/cm^2 。倍频后产生的240至275nm的紫外辐射在

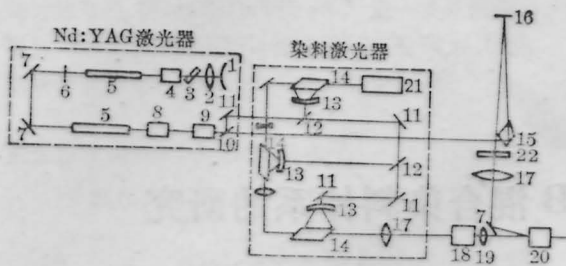


图4 实验装置示意图

1—1064nm 全反镜；2—与1组成望远镜；3—偏振片；4—Q开关；5—Nd:YAG棒；6—1064nm 输出镜；7—1064nm 45°全反镜；8—倍频晶体；9—三倍频晶体；10—分束片，355nm 全反，1064nm、532nm 全透；11—355nm 全反镜；12—355nm 部分反射镜；13—柱面透镜；14—染料池；15—阿贝棱镜；16—1064 nm 全反镜；17—K9 聚焦透镜；18—BEO 倍频晶体；19—石英透镜；20—BEO 混频晶体；21—光栅与反射镜；22— $\lambda/2$ 波片

255 nm 处功率密度为 12 MW/cm^2 ，能量转换效率为 34%。图 5 给出了染料光及其倍频光的能量随波长的分布曲线。我们在混频晶体前也加了聚焦透镜，把参加混频的紫外光聚焦到晶体内部，以提高其功率密度。1064nm 的光路在空间被拉长了，以使 1064nm 激光与 245 至 275nm 的紫外光到达晶体在时间上同步。1064nm 的光路中还放置了一 $\lambda/2$ 波片。通过旋转这个波片，可以改变实际参加混频的 1064nm 的光强，从而使混频光输出最大。1064nm 光路中加聚焦透镜和不加聚焦透镜混频光的输出强度是不一样的。聚焦

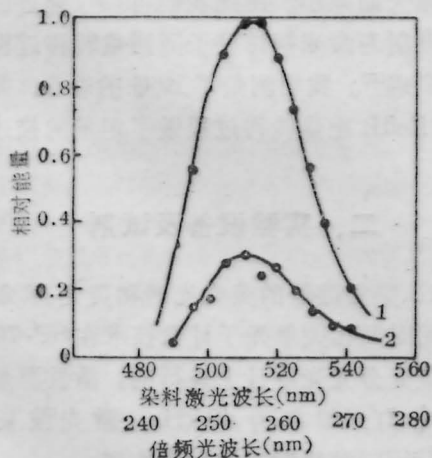


图5 染料光及其倍频光能量随波长的分布曲线

1—染料光；2—倍频光

透镜并未使激光直接聚焦在晶体内部，而是将它离焦了，以免损伤晶体。加聚焦透镜后混频光显然要比不加时强。两束参加混频的光是非共轴的，它们以约 3° 的夹角相交在晶体内部。输出染料光是垂直偏振的，在倍频晶体中它是寻常光(o光)，当染料光波长扫描时，调节倍频晶体，使其绕垂直轴转动，可得水平方向偏振的倍频光。参加混频的 1064nm 光也必须是水平偏振的。混频晶体则必须绕水平轴转动才能达到调谐的目的。图 2 中的圆点为实际测得的调谐点。输出的 200 至 218nm 的紫外激光是通过打在荧光管的内表面，使荧光管发出荧光观察到的。图 6 是在染料光为 510nm 时摄得的荧光点的照片。

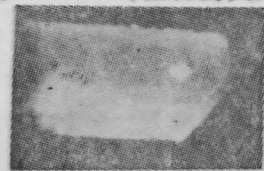


图6 染料光波长为 510nm 时，染料光、倍频光和混频光的荧光点(从左至右)。染料光能量经过了衰减

实验表明，1064nm 激光的强弱对混频光的输出是很有影响的，特别是参加混频的另一束输入光很弱，加强 1064nm 激光的功率密度对提高混频光输出是有积极作用的。可以认为增加 1064nm 的功率密度实际上就增加了参加混频的两束光的相互作用机会，但这并非说 1064nm 的激光越强越好。

本实验工作是在复旦大学物理系完成的。感谢李富铭教授、夏敬芳老师、王国益老师、徐雷博士生等提供的方便和帮助。

参考文献

- 1 J. Kuhl et al., *Opt. Commun.*, **7**, 256(1973)
- 2 E. S. Young et al., *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 109(1972)
- 3 G. A. Massey, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 371(1974)
- 4 K. Kato, *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 583(1977)
- 5 R. E. Sticked, Jr. et al., *Appl. Opt.*, **16**, 2356(1977)
- 6 F. B. Dunning et al., *Appl. Opt.*, **15**, 3131(1976)
- 7 陈创天 et al., *中国科学, B 辑*, **7**, 598(1984)
- 8 K. Kato, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-22**(7), 1013, (1986)
- 9 尤晨华 et al., *光学学报*, **6**(5), 413(1986)