

同时拍摄了单脉冲的光谱、双光子荧光和脉冲序列照片,初步考察了单脉冲的性质。

本文对研究和应用超短脉冲有一定的参考价值。

大发散角、高功率激光束的二次谐波 产生峰功率转换效率的计算

中国科学院物理研究所非线性光学研究组

关于二次谐波的产生, J. A. Armstrong 等人早就提出了平面波的理论, 后来 G. D. Boyd 和 D. A. Kleinman 又发展了聚焦高斯光束的理论, 上述理论均取得了很大成功。

Q 开关固体激光器产生的巨脉冲激光由于功率密度很高, 为避免破坏非线性晶体, 往往不聚焦就直接通过晶体而产生二次谐波, 在此情况下就不必采用聚焦高斯光束的理论。如果激光束是单一的 TEM₀₀ 模, 发散角接近于衍射极限, 那么用平面波理论就相当令人满意了, 理论和实验符合得相当好。但是有相当多的固体激光器发射的激光束是多模的, 而且由于工作物质的不均匀性, 各个模也有了畸变, 发散角往往远大于衍射极限。在这种情况下用平面波理论计算峰功率转换效率与实验结果相差很远, 因此有必要发展一种能估算大发散角、高功率激光束的二次谐波产生峰功率转换效率的方法。

从理论上严格计算是很困难的, 我们提出了一个简化模型, 虽然在理论上并不严格, 但是可以作一个粗略的估计, 并能指出一些最重要的因素如何影响转换效率。

我们通常只用峰功率、脉宽、光束直径和发散角这几个参数来描述一束激光的性质, 因此我们就近似地认为激光功率的近场分布是: 在一个圆内均匀分布, 圆外为零; 远场分布是: 在发散角的范围内各个方向上均匀分布, 在发散角以外为零。再考虑到当光线传播方向偏离相位匹配方向时二次谐波转换效率要下降, 我们可以计算出一个允许离散角, 进而再认为在容许离散角的范围内转换效率可以用平面波理论来计算, 在容许离散角以外不产生二次谐波。这样可导出如下的峰功率转换效率近似公式:

$$\eta = \left[1 - \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \frac{c}{\theta \cdot l} + \frac{2}{\pi} \frac{c}{\theta \cdot l} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{\theta \cdot l} \right)^2} \right] \tanh \frac{l}{l_{\text{eff}}} \quad (1)$$

式中的 l 是晶体长度, θ 是光束发散角, C 是与允许离散角相关的一个常数, l_{eff} 是相互作用长度, 与激光功率密度有关。

我们以 1.06 微米激光在 LiIO₃ 晶体中的倍频为例作了数值计算, 并从(1)式出发得出如下推论:

(1) l 有个最佳值 l_{opt} , 在相当宽的范围内 $l_{\text{opt}} \approx 1.1 l_{\text{eff}}$;

(2) l 在 l_{opt} 附近变动时转换效率的变化较缓慢;

(3) 一般固体激光器在输出功率提高时发散角也会增加, 而如果我们采取一些措施(如选模)改善光束质量, 使发散角缩小, 则输出功率会降低。我们可以估计峰功率密度和发散角这两个因素对转换效率的影响, 大致说来, 峰功率密度提高到 n 倍, 而发散角同时增大到 \sqrt{n} 倍, 则最大可达到的转换效率相差不多(注意: 并非在 l 不变的另一块晶体上转换效率相差不多)。

LiIO₃ 二次谐波的实验研究

吉林大学物理系光学教研室激光组

LiIO₃ 晶体是目前国内用于 YAG 类激光器倍频的较常用的晶体之一。它的特点是线性系数高, 温度稳定性好, 容易获得大块优质的光学晶体。但是由于它的双折射率($n_o - n_e$)较大, 故对基波光束的发散角及

谱线宽度等要求较高,且抗光损伤能力较差。本工作研究了影响 LiIO_3 晶体倍频效率的若干因素,并指出对于目前通用 Q 开关脉冲 YAG 激光器, LiIO_3 晶体并不是较理想的倍频晶体。

我们的实验是在一台 Nd:YAP 脉冲 Q 开关激光器上进行的,腔内放一 $\phi 2$ 毫米小孔作模选,激光器输出波长 1.08 微米,重复率 1~5 次/秒,光束发散角 < 3 毫弧度。倍频晶体 LiIO_3 与 z 轴成 30° 切割。

所得实验结果如下:

(1) 观察了相位匹配角与二次谐波的关系。当改变晶体匹配角时,二次谐波逐渐减弱,当其减至最大值一半时相对应的匹配角宽度约 $4'$ 。

(2) 在有小孔模选及未加小孔两种情形下测量了基波能量 W_1 和谐波能量 W_2 的关系。其结果是前者 $W_2 \propto W_1^4$, 后者为 $W_2 \propto W_1^2$ 。与此相应倍频的转换效率(加小孔以后) $\approx 30\%$, 与国外相近,稍好于国内相似的工作。说明发散角的改善对二次谐波影响很大。

(3) 实验中测得的基波线宽 < 100 埃,谐波线宽 < 10 埃。表明未能将基波线宽范围内的能量有效地转变成二次谐波。

(4) 观察了基波对 LiIO_3 晶体的光损伤情况。发现当基波功率密度在 50 兆瓦/厘米² 左右时,出现光损伤,损伤区在离晶体表面几毫米处,形成一小孔。可能是基波自聚焦形成。

关于二次谐波与基波发散角及线宽的关系可以由下式表示:

$$\Delta\theta = \frac{0.44\lambda}{l\Delta n_2 \sin 2\theta}$$
$$\Delta\lambda = \frac{0.44\lambda}{l\left(\frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2}\right)}$$

对长 1.5 厘米的 LiIO_3 晶体,相应的 $\Delta\theta \approx 0.4$ 毫弧度, $\Delta\lambda \approx 4.6$ 埃。这表明对通常脉冲 Q 开关 YAG 类激光器(发散角约 3 毫弧度, 1.06 微米线宽约 100 埃)用 LiIO_3 作倍频器并不是最理想的。若考虑用 KDP 类作倍频器,则对基波要求 $\Delta\theta \sim 1.1$ 毫弧度, $\Delta\lambda \approx 200$ 埃。所以,虽然 KDP 晶体非线性系数较小,但对目前通用脉冲 Q 开关 YAG 类激光器,可能较 LiIO_3 更为合适。

0.532 微米泵浦的 LiIO_3 晶体中的参量振荡

中国科学院物理研究所 初桂荫 陈代远

非线性光学材料碘酸锂(LiIO_3)晶体,1969 年开始用于二次谐波产生,1970 年后陆续见到用于光学参量振荡,其泵浦波长和共振方式各有不同。

我们选用 Nd:YAG 激光的二次谐波($\lambda = 0.532$ 微米)泵浦双共振式谐振腔中的碘酸锂晶体,已于 1977 年底观察到简并点附近的调谐输出。

泵浦光源为一个 DKDP 晶体电光调 Q 的 Nd:YAG 激光器,再经一级 Nd:YAG 放大器,得到每秒几次的低重复频率的 1.06 微米输出。倍频晶体为一块厚 1.5 厘米的碘酸锂晶体,二次谐波转换效率约为 5%, 0.532 微米光斑直径为 5 毫米,脉冲功率 0.22 兆瓦,脉冲宽度 40 毫微秒。

参量振荡用长 5.6 厘米的碘酸锂晶体,通光表面的法线与晶体光轴成 $29^\circ 50'$, 镀单层 MgF_2 介质膜,起消反射和防潮解作用。谐振腔介质膜片相距 6 厘米,单片介质膜对 0.532 微米的透过率为 84%, 在 0.96 微米至 1.2 微米的范围内,反射率大于 97%。碘酸锂晶体的折射率有良好的温度稳定性,改变泵浦光束与晶体光轴间的夹角可实现调谐。晶体转台的调角精度为 $1'$ 。

参量振荡器的输出信号以 GW-5A 型单色仪分光,通过红外像转换管观察。

在泵浦功率为 1.1 兆瓦/厘米² 的实验条件下,已观察到信号波从 1.06 微米至 0.92 微米,空闲波从