

“神光-II”实验装置主放大器中 寄生振荡的研究

郑玉霞 朱 俭 钱列加 柴志豪 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理实验室, 上海 201800)

摘 要 报道了寄生振荡对“神光-II”实验装置主放大器增益的影响, 并给出理论计算和实验结果。

关键词 增益, 寄生振荡。

1 引 言

惯性约束核聚变、X 射线激光、强场物理的研究等是当今重大基础科研课题, 有着重要的意义和国防应用价值。作为驱动器的主放大器是高功率固体激光器的关键组成部分。它是激光能量的主要来源, 其能量转换效率和造价也将直接决定装置的性能价格比。

在高功率固体激光系统中, 主放大器中的工作物质钕玻璃片内寄生振荡的消除, 对于提高激光系统主放大器的增益即提高激光系统输出功率, 具有十分重要的意义。实验证明, 采用高受激发截面的磷酸盐钕玻璃制成的径向尺寸很大的片状放大器, 寄生振荡的危害更为突出^[1,2], 是片状放大器维持一定激光增益所必须克服的问题, 否则, 由于寄生振荡的问题, 将影响整个激光系统的增益, 即主放大器性能将直接决定装置总体的技术水平。

2 钕玻璃片中的寄生振荡

如果以 β 表示放大介质的增益系数, D 表示片的最大尺寸(长轴), 则寄生振荡的条件由 βD 的值决定。一种可能发生的寄生振荡, 是波长为 $1.060 \mu\text{m}$ 的荧光经片侧表面多次全内反射引起的, 其阈值条件为 $R \exp(n\alpha D) = 1$ 。其中 R 为片侧表面总的有效反射率, α 为平均增益系数, n 为钕玻璃的折射率。另一种是光泵不均匀引起的表面寄生振荡, 如果表面的平均增益系数为 α' , 那么, 表面寄生振荡的阈值条件为 $R' \exp(\alpha' D) = 1$ 。如果钕玻璃片的 Nd 离子浓度不过高, 光泵又比较均匀, 前一种寄生振荡容易发生。而实际情况是在所使用的钕玻璃片中, 其储能的纵向分布是十分不均匀的。Soures^[3]、David C. Brown^[4]等人详细地对此进行了研究, 并给出了在工作物质中任何一点的储能密度的分布形式^[4]:

$$E(x) = E_0 \cosh(\alpha x) \quad (1)$$

式中 E_0 为片中心的储能, α 为与钕玻璃掺杂浓度有关的有效吸收系数, x 为沿片厚度方向的距离, 利用 Soures 给出的比例系数 η , 吸收系数 α 可从下式求得

$$\eta = E(x = \frac{l}{2}) / E(x = 0) = \cosh(\frac{\alpha l}{2}) \tag{2}$$

这里的原点选在片的中心, l 为片的厚度。

由(2)式可以求得对应掺杂浓度分别为 1 wt%、2 wt%、3 wt% 时所对应的 α 值, 即 $\alpha_1 = 1.22 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = 1.68 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_3 = 2.12 \text{ cm}^{-1}$ 。钕玻璃的平均储能密度为

$$E_s = [\int_0^l E(x) dx] / (\int_0^l dx) = \frac{2E_0}{\alpha L} \sinh(\frac{\alpha L}{2}) \tag{3}$$

若由实验测得平均储能密度 E_s , 又知道 α 值, 就可以求得片中心的能密度 E_0 , 于是钕玻璃片厚度方向的能密度由(1)式就可以求得。

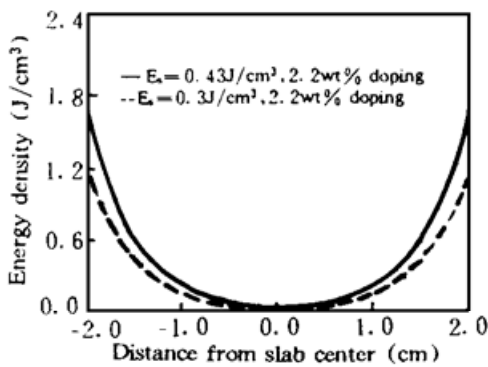


Fig. 1 Absolute energy density vs slab thickness under the doping and different average stored energy. E_s is the average stored energy density

图 1 是钕玻璃掺杂浓度为 2.2 wt% 时, 不同平均储能密度下的绝对能密度的分布的理论计算结果。由图可以看到, 介质中的储能密度的分布是很不均匀的, 表面处的能密度高于介质中心位置, 所以, 在介质中表面处的增益最大, 中心位置的增益最小, 增益的分布也是不均匀的。由于(1)式中的 α 与浓度有关, 所以这种不均匀性且随掺杂浓度的增加而进一步增加。表面寄生振荡在增益最大的表面处首先发生, 而不是体寄生振荡。对于表面寄生振荡的增益系数为

$$\alpha' = \alpha_0 E(x) - \alpha_c \tag{4}$$

α_0 为与钕玻璃有关的常数, α_c 为损耗系数。将(1)式代入(4)式, 寄生振荡的阈值条件可表示为

$$R' \exp \{ D [\alpha_0 E_0 \cosh(\alpha x) - \alpha_c] \} = 1, \tag{5}$$

若包边的剩余反射率分别为 1%、2%, 掺杂的 Nd 浓度分别为 1 wt%、2 wt% 时, 钕玻璃片允许的最大口径与小信号增益系数的关系示于图 2。由图可以看到, 寄生振荡比想象的要严重得多, 对片的最大口径及包边的剩余反射率的要求也严格得多。“神光-II”实验装置中的主放大器应用的钕玻璃片浓度为 2.2wt%, 长轴的长度为 40mm, 当小信号增益系数要求为

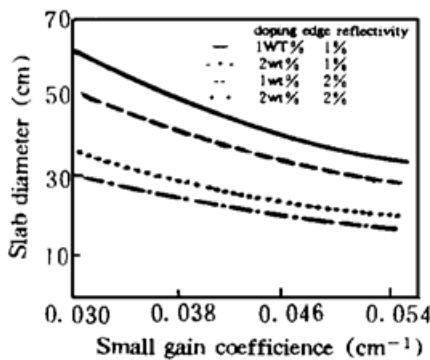


Fig. 2 Maximum diameter of slab vs E_s under the different doping and edge reflectivity. E_s is the average stored energy density

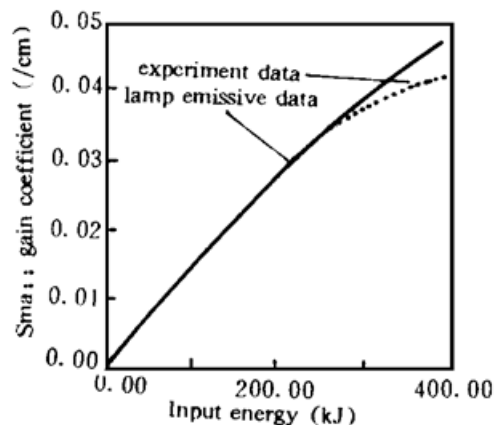


Fig. 3 The compare of small signal-gain coefficient of experiment result with calculated result from lamp emissive

0.05 cm^{-1} 时, 已完全处在寄生振荡的阈值, 所以, 在实验中发现, 随着泵浦能量的提高, 增益系数并非等比例地上升, 而是泵浦能量越高, 上升的速度越慢。图 3 是氙灯辐射能谱有效吸收带内的能量与实验获得的小信号增益系数的比较。如果主放大器从泵浦能转变到介质的储能的过程中, 不受寄生振荡、荧光损耗及放大的自发辐射等因素的影响, 那么, 小信号的增益系数的提高趋势应与氙灯辐射能谱有效吸收带内能量提高的趋势是一致的。反过来, 从它们的不一致性也可以推断出某些制约因素(如放大的自发辐射已实测过)影响的大小。作者认为产生不一致的主要原因是寄生振荡的影响。

3 判断实验及讨论

在主放大器上, 进行了钕玻璃片内是否存在寄生振荡的判断实验。挡去介质的边缘部份, 减小了通光口径。在同样泵浦条件下, 增益有明显的提高, 增益系数随泵浦能量的增加趋势逐渐靠近氙灯辐射能谱有效吸收带内能量的趋势。这十分明显地说明, 系统的钕玻璃片内有寄生振荡发生, 无疑是由包边的剩余反射率过高所引起的。

按设计要求, 在硬包边的情况下, 钕玻璃片侧面包边的剩余反射率 $R < 1\%$, 按此要求, 在包边材料的吸收系数为 50 cm^{-1} , 其折射率为 1.71~1.72 时, 包边材料的厚度应在 $350 \mu\text{m}$ 左右, 可实际测量的结果表明, 最近的钕玻璃片的硬包边材料的厚度多数都低于 $100 \mu\text{m}$, 此时, 对应片侧面的剩余反射率高达 15% 以上。即使有的硬包边厚度达 $200 \mu\text{m}$ 左右, 其剩余反射率仍在 4% 左右, 如果钕玻璃的浓度为 2.2 wt% 时, 钕玻璃片允许的最大口径与小信号增益系数的关系示于图 4。如果增益系数取实验值 0.042 cm^{-1} 时, 钕玻璃片内早就发生了寄生振荡。

从上面的计算结果还可以看到, 减小掺杂浓度、良好的包边可以有效地抑制寄生振荡^[2], 其中减小掺杂浓度对寄生振荡的抑制影响最大, 当然, 这是以减小泵浦能量的吸收率为代价的。因此, 在目前钕玻璃片口径的情况下, 比较合适的方法是适当减小掺杂浓度, 并相应增加钕玻璃片厚度, 以使储能在介质中分布比较均匀。同时, 应考虑由于钕玻璃片厚度增加而使光束质量下降等不良因素。如果钕玻璃片的尺寸再增大时, 如美国利弗莫尔实验室的 Nova 装置, 未级放大器的口径已超过 46 cm, 这么大口径的钕玻璃片引起必须注意的问题之一是钕玻璃片内强烈的自激振荡, 为了解决这个问题, 他们曾考虑把 46 cm 口径的椭圆状钕玻璃片沿长轴方向分为两片, 这就缩短了自激振荡的横向尺寸, 同时, 每一半钕玻璃片进行包边处理, 增加对自激振荡的吸收。但分开的钕玻璃片使光束产生分裂, 这可以使用空间滤波器和象传递技术来很好地消除由中间阴影线所引起的光束衍射问题。虽然 Nova 装置最终并未采用此方案, 但这种钕玻璃片列阵技术对未来的激光系统十分有用, 因为它可以允许任意扩大钕玻璃片的口径而不会有寄生振荡、加工难度和材料结构等的限制等。

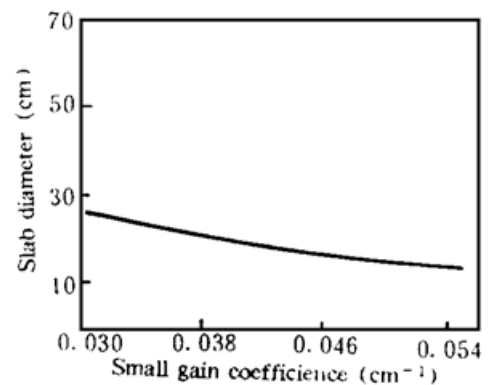


Fig. 4 Maximum diameter of slab vs E_s under the doping and edge reflectivity. E_s is the average stored energy density. 2.2 wt% doping, 4% edge reflectivity

参 考 文 献

- [1] J. M. McMahon, J. L. Emmett, J. F. Holzrither *et al.*, A glass disk laser amplifier. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(10): 992~ 999
- [2] J. A. Glaze, S. Guch, J. B. Treholme, Parasitic suppression in large aperture Nd: glass disk laser amplifiers. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(12): 2808~ 2811
- [3] J. M. Soures, L. M. Goldman, J. J. Lubin, Spatial distribution of inversion in face pumped Nd: glass laser slabs. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(5): 927~ 928
- [4] David C. Brown, Parasitic oscillations in large aperture Nd³⁺: glass amplifiers revisited. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(10): 2215~ 2217

Investigation of Parasitic Oscillation in Main Amplifier of the Facility “SHENGUANG-II”

Zheng Yuxia Zhu Jian Qian Liejia

Chai Zhihao Fan Dianyuan

(National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 2 January 1996; revised 27 February 1996)

Abstract In this paper the effect of parasitic oscillation on the gain of main amplifier in “SHANGUAN-II” facility are discussed. The experimental and theoretical calculation results are given.

Key words gain parasitic oscillation.