

激光脉冲前后沿相干叠加对多程放大的影响*

张颖 刘兰琴 王文义[†] 黄晚晴 耿远超 谢旭东 朱启华

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2014年3月17日收到; 2014年4月8日收到修改稿)

针对多程放大过程中激光脉冲经腔镜折返前后沿交叠的问题, 建立了激光脉冲在增益介质中前后沿相干叠加放大的物理模型. 理论分析表明, 脉冲前后沿完全相干叠加形成驻波场, 使得反转粒子数出现烧孔效应, 影响输出脉冲的增益和波形. 基于此物理模型, 模拟计算了脉冲在多程放大过程中波形的演化, 比较了不交叠、完全非相干叠加和完全相干叠加三种情况下对放大器的增益和对脉冲波形的影响. 为高功率固体激光器的设计提供指导.

关键词: 多程放大, 腔镜, 相干, 增益饱和

PACS: 42.55.-f, 42.55.Ah, 42.60.Da, 42.25.Kb

DOI: 10.7498/aps.63.184205

1 引言

早在20世纪60年代初, Frantz和Nodivik^[1]建立了激光放大的F-N速率方程, 它能够描述反转粒子数的消耗、增益饱和以及各种弛豫效应. 随着多程放大构型的出现, 对激光放大过程的研究重点在于如何设计构型、配置参数, 尽可能多地消耗反转粒子数, 提高能量提取效率, 以及研究各种弛豫效应对放大过程的影响^[2-10]. 以上研究都忽略了一个重要问题: 在多程放大器中, 当脉冲的宽度大于往返腔镜所需要的时间时 (例如当脉冲宽度为20 ns时, 放大介质离腔镜的距离小于3 m时), 脉冲的前沿和后沿将在增益介质中重叠, 共同消耗反转粒子数, 使得系统的输出能力降低. 文献^[11]针对这一过程建立了物理模型并提出了相应的计算方法. 但是, 文献^[11]在建模时假设脉冲的前沿和后沿完全不相关, 反转粒子数的消耗正比于前后沿光强的直接相加, 事实上对于一个窄带脉冲而言, 它的相干时间很长, 前后沿是完全相干的. 此外, 以往的研究中没有给出交叠放大过程对系统增益能力及波形演化的影响, 无法指导放大器的设计.

本文建立了脉冲前后沿相干交叠放大的物理模型, 给出了脉冲前后沿相干交叠放大过程的物理图像, 分析了影响最大光强和增益能力的相关因素, 为高能激光系统的建造提供设计依据.

2 模型建立

脉冲经过腔镜反射这一过程可将脉冲自身分为两个部分: 一是入射光部分, 电场为 E_1 ; 一是反射光部分, 电场为 E_2 . 如图1所示, L 为腔镜到放大介质表面的距离. 考虑到半波损失, 入射光和反射光的电场表示为

$$\begin{cases} E_1 = \sqrt{I_1(t, z)} \exp[i(\omega t - kz + \phi)] \\ E_2 = \sqrt{I_2(t, z)} \exp[i(\omega t + kz + \phi + \pi)] \end{cases}, \quad (1)$$

其中 I_1 和 I_2 为入射光和反射光的光强, 它们是空间坐标 z 和时间坐标 t 的函数; ϕ 为入射电场的位相; ω 为角频率; k 为波矢, 假设腔镜位于 $z = 0$ 处.

进一步假设入射光场和发射光场是完全相干的, 则总电场表示为二者电场之和:

$$E_1 + E_2 = \exp\left(i\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right) \left[\sqrt{I_1(t, z)} \right]$$

* 中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2013B0401067) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: wangerxiao@163.com

$$\begin{aligned} & \times \exp\left(-ikz - i\frac{\pi}{2}\right) + \sqrt{I_2(t, z)} \\ & \times \exp\left(ikz + i\frac{\pi}{2}\right) \Bigg]. \end{aligned} \quad (2)$$

总光强为电场的模的平方:

$$\begin{aligned} I_{\text{sum}}(t, z) &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= I_1(t, z) + I_2(t, z) \\ &\quad - 2\sqrt{I_1(t, z)I_2(t, z)} \cos(2kz). \end{aligned} \quad (3)$$

显然, 总电场为驻波场, 其调制周期等于半个光波长. 当 $z = (2n - 1)\lambda/4$ (n 为正整数) 时, 光强最大, $I_{\text{max}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}$; 当 $z = n\lambda/2$ (n 为正整数) 时, 光强最小, $I_{\text{min}} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1I_2}$. 总光强最大值和最小值所在的位置不随时间 t 变化, 而消耗的反转粒子数正比于总的光强, 将发生烧孔效应. 脉冲经腔镜折返后交叠放大的模型如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\sigma \Delta n}{h\nu} I_{\text{sum}} \\ -\frac{\partial I_1}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_1}{\partial t} = \alpha \sigma \Delta n I_1, \\ \frac{\partial I_2}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_2}{\partial t} = \alpha \sigma \Delta n I_2 \end{cases} \quad (4)$$

表1 放大器参数列表

片状放大器		棒状放大器	
小信号增益	0.045 cm ⁻¹	小信号增益	0.045 cm ⁻¹
线性折射率	1.5	线性折射率	1.5
受激发射截面	4 × 10 ⁻²⁰ cm ²	受激发射截面	4 × 10 ⁻²⁰ cm ²
片数	9	棒长	43.02 cm (4.78 × 9)
片厚	4.78 cm		
片间距	80 cm		

假设注入脉冲形状为方波, 中心波长 1053 nm, 脉宽 20 ns, 在入射光强 $I_0 = 0.0125 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$, 放大介质离腔镜的距离为 $L = 1 \text{ m}$ 条件下脉冲波形随时间的演化过程如图 2 所示. 本文后续图中相干叠加导致的周期性调制仅为示意图, 实际上相干叠加导致的调制周期为二分之一个光波长, 无法按实际调制周期给出. 定义 $t = 0 \text{ ns}$ 时刻脉冲前沿刚好到达介质前表面, $t = 5.484 \text{ ns}$ 时脉冲前沿刚好到达腔镜, 如图 2(a) 所示. 由于脉冲靠前的部分经过的增益介质长, 而靠后的部分经过的增益介质短, 因此脉冲在放大介质中的部分呈指数分布. 离开介质的脉冲都经过了相同长度的增益介质, 获得了相同的增益, 因此腔镜和介质端面之间的脉冲波形

其中 Δn 为反转粒子数密度, σ 为受激发射界面, h 为普朗克常数, ν 为激光脉冲的中心频率, v_g 为脉冲的群速度. 假设脉冲前后沿完全非相干叠加时, $I_{\text{sum}} = I_1 + I_2$; 假设脉冲前后沿完全相干叠加时, I_{sum} 如 (3) 式所示. 系数 $\alpha \equiv I_{\text{sum}}/(I_1 + I_2)$ 保证了模型的能量守恒.

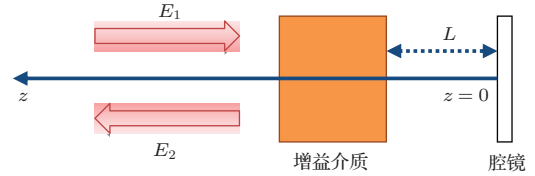


图1 前后沿在介质中交叠放大光路示意图

3 算例与讨论

基于上述的建模, 结合文献 [11] 的计算方法, 将光强看作空间 z 的函数, 求解 $I(z)$ 随时间 t 的变化, 开发了相应的模拟计算程序. 下面讨论两种常见的放大光路: 一是片状放大器, 片与片之间存在一定的间隔; 一是棒状放大器, 它们的参数如表 1 所示.

为平顶分布. $t = 10.97 \text{ ns}$ 时, 脉冲前沿从腔镜返回到达介质前表面, 如图 2(b) 所示. 由于经过了不同长度的增益介质, 脉冲入射光部分和反射光部分在介质中均为指数分布, 它们相干叠加产生周期性调制, 在腔镜和放大介质端面之间的空气中, 入射光和反射光的光强相等, 总光强的最大值等于反射光光强的四倍. $t = 15.48 \text{ ns}$ 时, 脉冲入射光部分和反射光部分完全重在一起, 如图 2(c) 所示. 脉冲的前沿已经离开介质棒, 而后沿还没有进入介质棒. 当 $t = 30.97 \text{ ns}$ 时, 脉冲后沿离开介质, 如图 2(d) 所示. 由于入射光强很小, 反转粒子数的损耗可以忽略, 脉冲获得的增益等于小信号增益, 脉冲离开放大介质后波形没有畸变, 仍然为方波 (图 2(d) 和后

续图中本应平顶的波形略有起伏,其原因在于相干叠加的调制周期无法按二分之一一个波长来计算,周期数较少,波形没有被完全抹平).

在入射光强 $I_0 = 62.5 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时,其他条件

不变,用同样的方法得到脉冲波形随时间的演化过程如图3所示.图3(a)脉冲前沿刚好到达腔镜,腔镜和介质端面之间的脉冲波形为指数分布,这是因为饱和效应的缘故,不同的脉冲片消耗的反转粒子

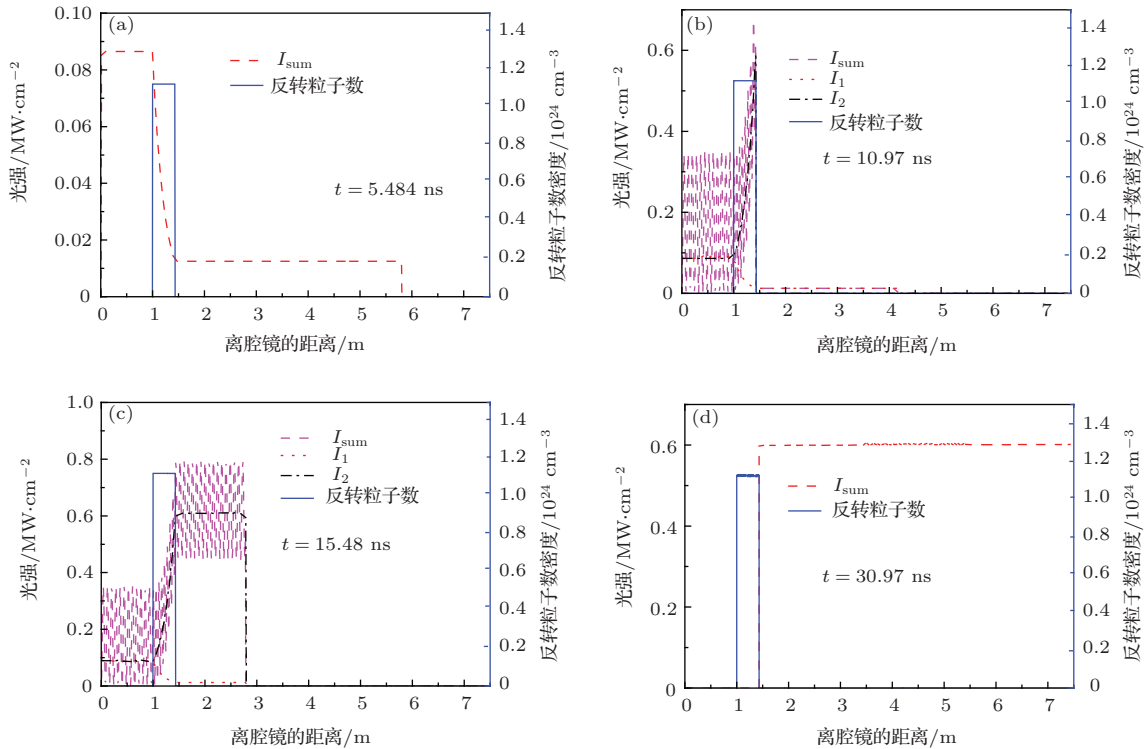


图2 脉冲波形随时间的演化过程(棒状放大器, $I_0 = 0.0125 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$) (a) $t = 5.484 \text{ ns}$; (b) $t = 10.97 \text{ ns}$; (c) $t = 15.48 \text{ ns}$; (d) $t = 30.97 \text{ ns}$

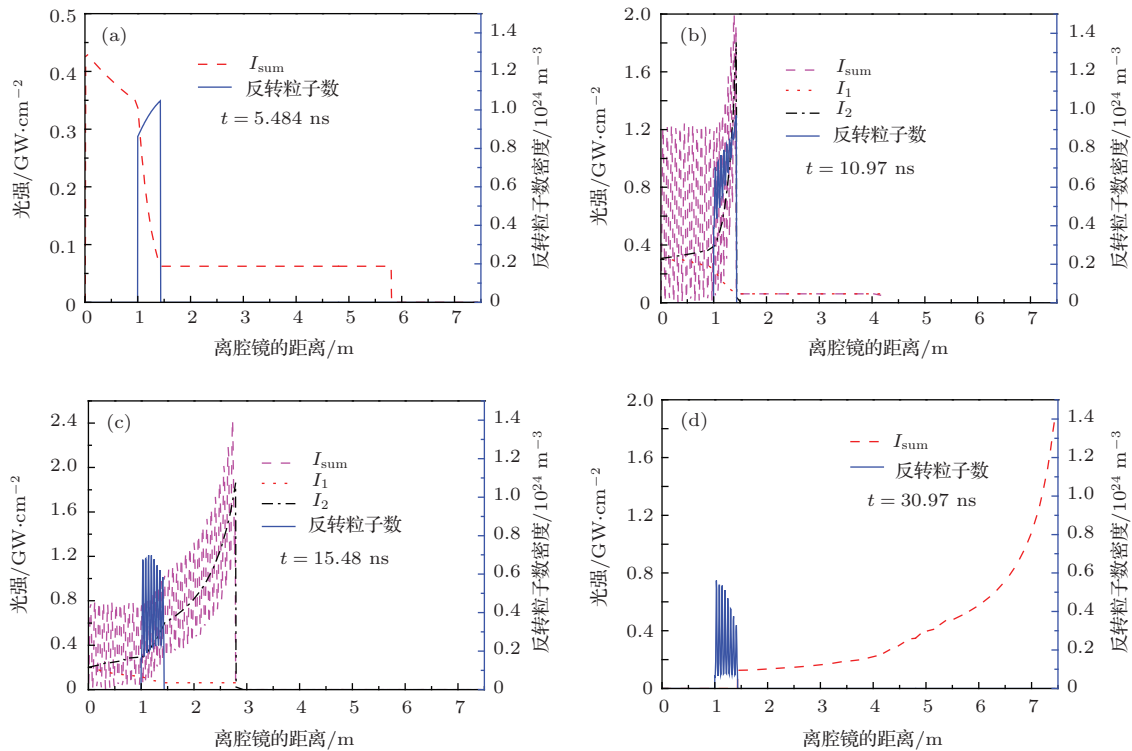


图3 脉冲波形随时间的演化过程(棒状放大器, $I_0 = 62.5 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$) (a) $t = 5.484 \text{ ns}$; (b) $t = 10.97 \text{ ns}$; (c) $t = 15.48 \text{ ns}$; (d) $t = 30.97 \text{ ns}$

数不同, 介质棒中不同位置处的反转粒子数消耗的程度也不相同, 靠近腔镜一侧的反转粒子数消耗得更多. 图 3(b) 和 (c) 均是脉冲入射光部分和反射光部分在介质中共同消耗反转粒子数. 由于脉冲前后沿相干叠加光强出现周期性调制, 总光强的最大值和最小值所在的位置不随时间发生变化, 因此反转粒子数也出现周期性的消耗. 当 $t = 30.97$ ns 时, 脉冲后沿离开介质, 如图 3(d) 所示, 由于入射光强大, 饱和效应严重, 脉冲离开放大介质后波形出现严重的方波畸变.

图 4 和图 5 为脉冲在片状放大器中的放大过程. 图 4(a) 中脉冲前沿刚好到达腔镜, 脉冲在介质片中逐片放大, 其波形呈阶梯状. 图 4(b) 中脉冲的入射光部分和出射光部分完全重合, 出现周期性调制. 由于这里用到的脉冲只有 20 ns, 对应在空气中的长度为 6 m, 无法覆盖所有的放大片, 当脉冲前沿到达第一张放大片的前表面时, 如图 4(c) 所示, 脉冲的后沿已经经过腔镜返回. 与图 2 类似, 入射光强很小, 反转粒子数几乎不损耗, 当脉冲后沿离开第一张片后, 脉冲的波形为方波, 没有方波畸变.

图 5 为脉冲在片状放大器中的饱和放大过程. 与图 3 类似, 脉冲前沿大量消耗反转粒子数, 使得后沿增益减小, 放大后的脉冲存在方波畸变. 由于

片与片之间存在较大的间隔, 脉冲只在靠近腔镜的几张片中交叠, 与棒状放大器相比, 片状放大器由于交叠过程导致的饱和效应减弱, 图 5(d) 中出射脉冲的饱和程度较图 3(d) 有所缓和.

图 3—5 给出了放大器中前后沿叠加后的总光强分布. 当脉冲前后沿完全相干叠加时, 如果 $I_1 = I_2$, 那么总光强的最大值 $(I_{\text{sum}})_{\text{max}} = 4I_2$, 这样会使得放大介质的损伤风险大大增加. 实际上, 在放大介质中 I_1 和 I_2 不可能完全相等, 通常情况下脉冲反射光部分已经获得了充分的增益, 而脉冲入射光部分还没来得及放大, 即反射光的光强比入射光的光强大很多, $I_1 \ll I_2$, 此时总光强的最大值 $(I_{\text{sum}})_{\text{max}}$ 在 I_2 和 $4I_2$ 之间, 具体的数值与光路的排布、总增益的大小等参数有关. 图 2(b), (c) 和图 3(b), (c) 两种条件下, 总光强的最大值是出射光光强最大值的 1.3 倍. 对于图 4 和图 5, 脉冲没有在前几张介质片中交叠, 总光强的最大值与出射光光强的最大值相等, 不会增大放大介质的损伤风险.

在对图 2—5 的计算中认为脉冲前沿和后沿是完全相干的, 这一假设下反转粒子数被周期性调制的光强所消耗, 由于光强最大值所在的位置与时间无关, 反转粒子数密度出现了空间烧孔的现象, 如图 3(d) 所示. 图 6 给出了棒状放大器在完全相干叠

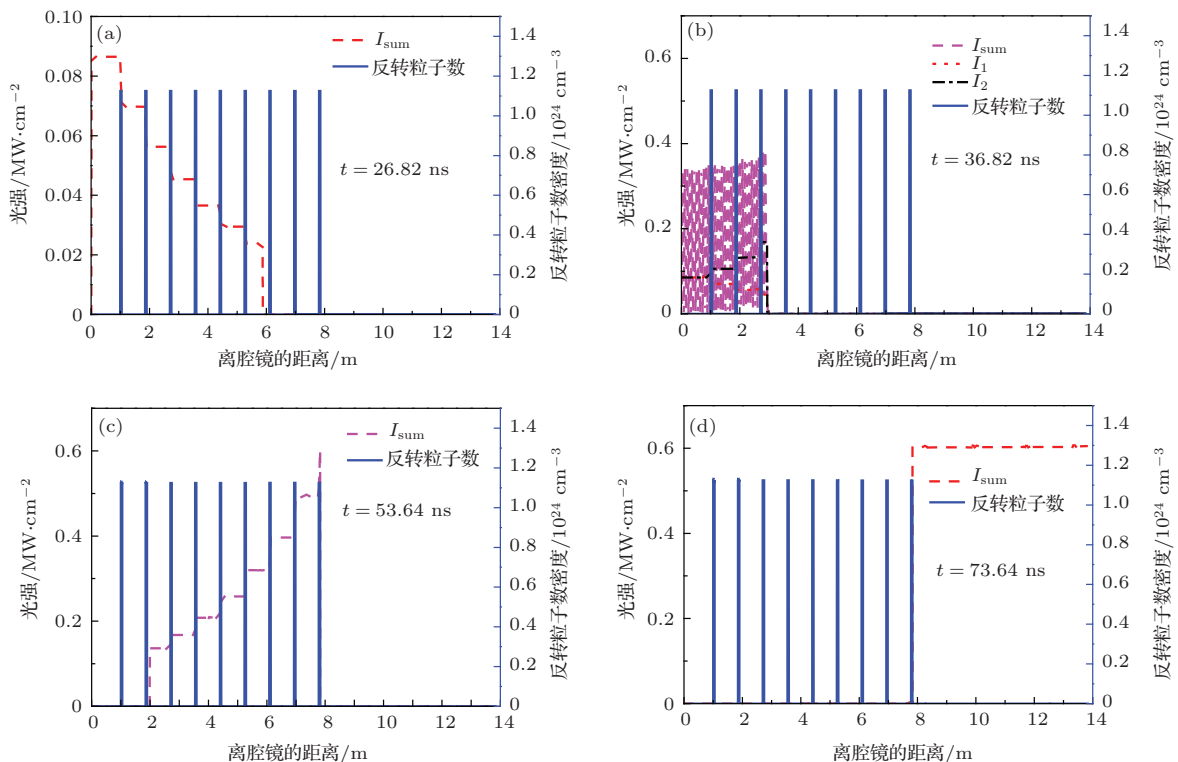


图 4 脉冲波形随时间的演化过程 (片状放大器, $I_0 = 0.0125$ MW·cm⁻²) (a) $t = 26.82$ ns; (b) $t = 36.82$ ns; (c) $t = 53.64$ ns; (d) $t = 73.64$ ns

加和完全非相干叠加条件下的增益能力和时间波形. 图6中的相对偏差定义为 $\eta = |F_1 - F_2|/F_2$, 对于图6(a), (b), F_1 为完全相干叠加时的能流, F_2 为完全非相干叠加时的能流; 对于图6(c), F_1 为完全非相干叠加时的能流, F_2 为不交叠时的能流.

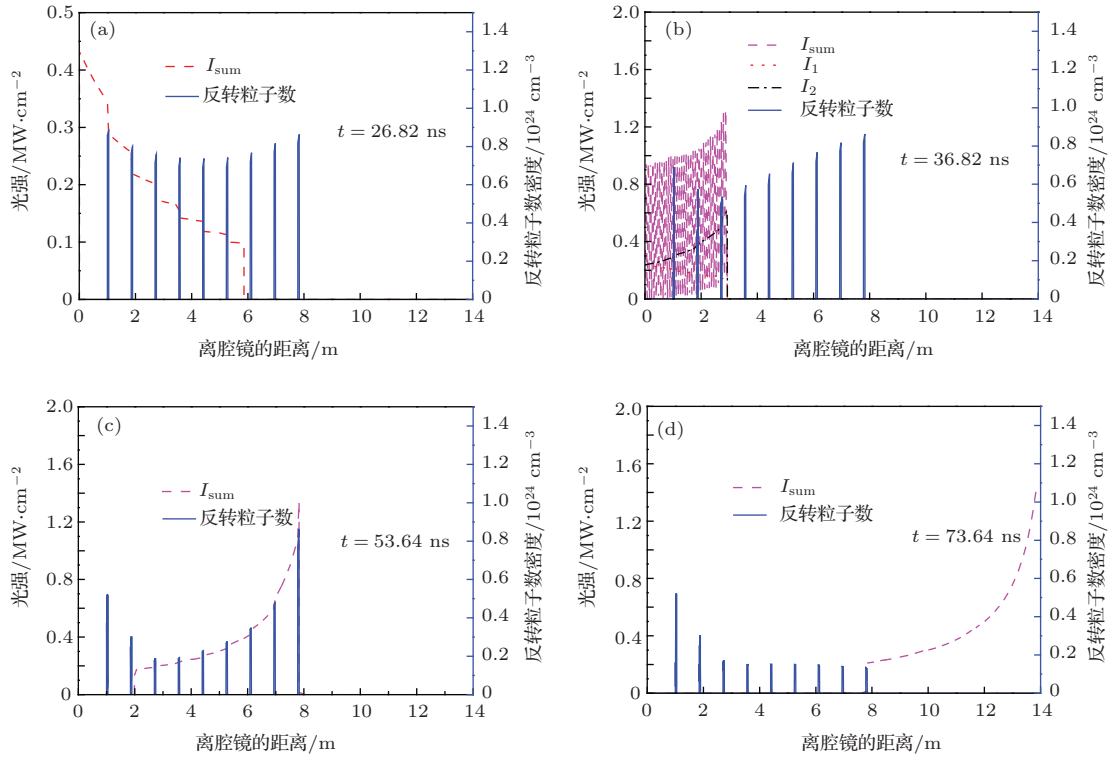


图5 脉冲波形随时间的演化过程 (片状放大器, $I_0 = 62.5 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$) (a) $t = 26.82 \text{ ns}$; (b) $t = 36.82 \text{ ns}$; (c) $t = 53.64 \text{ ns}$; (d) $t = 73.64 \text{ ns}$

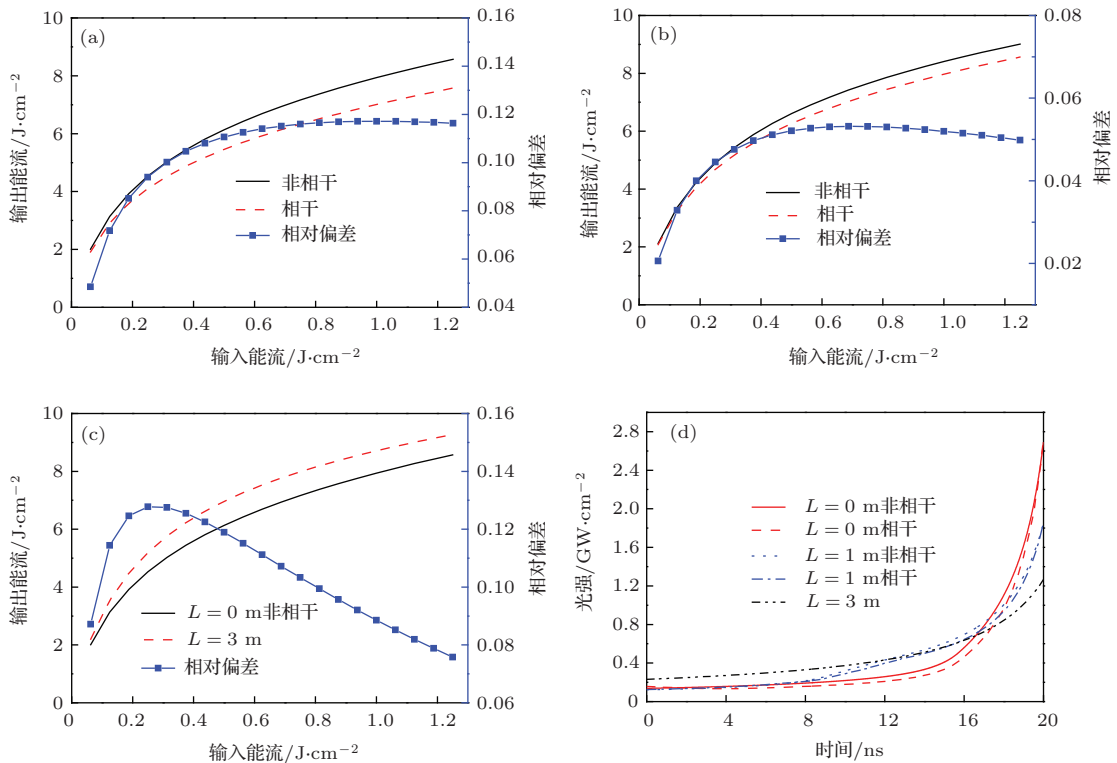


图6 完全相干和完全非相干叠加的影响 (a) 对增益的影响, $L = 0 \text{ m}$; (b) 对增益的影响, $L = 1 \text{ m}$; (c) 非相干叠加对增益的影响; (d) 对时间波形的影响, $I_0 = 62.5 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$

如图 6(a), (b) 所示, 在注入能流相等的条件下, 由于反转粒子数烧孔效应, 脉冲完全相干叠加比完全非相干叠加少消耗反转粒子数, 输出能量有所降低; 当注入能流不是特别大时, 随着注入能流的增大, 相干与非相干叠加之间的相对偏差也随之增大; 当注入能流较大, 整个放大过程处于深度饱和和放大时, 相干与非相干叠加之间的相对偏差趋于饱和并有略微下降的趋势. 如图 6(c) 所示, 对于完全非相干叠加的情形, 随着腔镜远离增益介质, 输出能流略有增大, 这表明交叠放大过程影响了对反转粒子数的提取. 总的来说, 在深度饱和放大时, 不交叠情况下输出的能流最大, 完全非相干叠加比不交叠时输出能流减小约 10%, 完全相干叠加又比完全非相干叠加时输出能量减小约 10%.

交叠放大过程的影响主要体现在时间波形方面, 如图 6(d) 所示. 不交叠时, 脉冲前后沿比为 5.5; $L = 1 \text{ m}$ 时, 脉冲前后沿比约为 15; $L = 0 \text{ m}$ 时, 脉冲前后沿比约为 19. 前后沿叠加的对比度远大于不交叠的对比度, 完全非相干叠加和完全相干叠加的对比度几乎相同. 因此, 当放大器设计中存在脉冲前后沿交叠的情况时, 需要考虑到交叠会使放大系统的饱和和更加严重, 需要提高注入脉冲的整形能力, 以满足对输出脉冲波形的要求.

4 结 论

在 F-N 方程的基础上, 建立了多程放大过程中激光脉冲相干交叠放大的物理模型. 脉冲通过腔镜折返前后沿相干叠加, 形成的总电场为驻波场, 总光强存在周期性调制. 这种周期性调制光强在放大介质中会出现空间烧孔效应. 脉冲前后沿相干叠加的增益低于非相干叠加的增益; 非相干叠加的增益

又低于不交叠时的增益. 脉冲前后沿交叠使系统的饱和程度增加, 脉冲方波畸变严重, 需要提高注入脉冲的整形能力, 以满足对输出脉冲波形的要求. 激光脉冲相干交叠放大物理模型的建立和分析, 将为解决多程传输放大的基本物理问题奠定基础, 为新一代高能激光系统的建造提供设计依据, 并指导工程建设.

参考文献

- [1] Franzt L M, Nodvik J S 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 2346
- [2] Shaw M, Williams W, House R, Haynam C 2004 *Opt. Eng.* **43** 2885
- [3] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Comm.* **56** 219
- [4] Chuang Y H, Zheng L, Meyerhofer DD 1993 *IEEE J. Quantum. Electron.* **29** 270
- [5] Morice O 2003 *Opt. Eng.* **42** 1530
- [6] Xie S Y, Lu Y F, Ma Q L, Wang P Y, Shen Y, Zhong N 2010 *Chin. Phys. B* **19** 064208
- [7] Liu L Q, Su J Q, Luo B, Wang W Y, Jing F, Wei X F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6749 (in Chinese) [刘兰琴, 粟敬钦, 罗斌, 王文义, 景峰, 魏晓峰 2007 物理学报 **56** 6749]
- [8] Chu X L, Zhang B, Cai B W, Wei X F, Zhu Q H, Huang X J, Yuan X D, Zeng X M, Liu L Q, Wang X, Wang X D, Zhou K N, Guo Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4696 (in Chinese) [楚小亮, 张彬, 蔡邦维, 魏晓峰, 朱启华, 黄小军, 袁晓东, 曾小明, 刘兰琴, 王道, 王晓东, 周凯南, 郭仪 2005 强激光与粒子束 **15** 241]
- [9] Liu L Q, Jing F, Peng Z T, Zhu Q H, Cheng X F, Jiang D B, Zhang Q Q, Liu H J 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 241 (in Chinese) [刘兰琴, 景峰, 彭志涛, 朱启华, 程晓峰, 蒋东滨, 张清泉, 刘红婕 2003 强激光与粒子束 **15** 241]
- [10] Zhang B, Lü B D 1998 *High Power Laser and Particle Beams* **10** 343 (in Chinese) [张彬, 吕百达 1998 强激光与粒子束 **10** 343]
- [11] Zhang Y, Liu L Q, Wang W Y, Xie X D, Zhu Q H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064208 (in Chinese) [张颖, 刘兰琴, 王文义, 谢旭东, 朱启华 2013 物理学报 **62** 064208]

Effect of laser coherent superposition in multi-pass amplification process*

Zhang Ying Liu Lan-Qin Wang Wen-Yi[†] Huang Wan-Qing
Geng Yuan-Chao Xie Xu-Dong Zhu Qi-Hua

(Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

(Received 17 March 2014; revised manuscript received 8 April 2014)

Abstract

Aiming at the coherent superposition of laser pulse reflected from the cavity mirror in multi-pass amplification process, a physical model for describing the amplification of coherent superposition of the rising part and the falling part of the pulse in a gain medium is established. According to theoretical analysis, standing wave is formed by the coherent superposition of the rising part and falling part of the pulse. The inversion population density shows up the effect of hole-burning by the standing wave, and the gain and pulse shape are affected. Based on this physical model, three conditions, i.e., no superposition, coherent superposition, and incoherent superposition are compared. This study will provide the instructions for high power solid laser design.

Keywords: multi-pass amplification, cavity mirror, coherent superposition, gain saturation

PACS: 42.55.-f, 42.55.Ah, 42.60.Da, 42.25.Kb

DOI: [10.7498/aps.63.184205](https://doi.org/10.7498/aps.63.184205)

* Project supported by the Foundation of CAEP (Grant No. 2013B0401067).

[†] Corresponding author. E-mail: wangerxiao@163.com